

SÉRIE A, N° 594.

N° D'ORDRE :

1326

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES

DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES,

PAR

M. Louis MALCLÈS,

Préparateur au Laboratoire d'Enseignement de la Physique
à la Sorbonne.

1^{re} THÈSE. — RECHERCHES EXPÉRIMENTALES SUR LES DIELECTRIQUES.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le *5* janvier 1909, devant la Commission d'Examen.

MM. BOUTY,

H. LE CHATELIER,

JEAN PERRIN,

Président.

Examineurs.

PARIS,

GAUTHIER-VILLARS, IMPRIMEUR-LIBRAIRE

DU BUREAU DES LONGITUDES, DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE,

Quai des Grands-Augustins, 55.

1908

SÉRIE A, N° 594.

N° D'ORDRE :

1326

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES

DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES,

PAR

M. Louis MALCLÈS,

Préparateur au Laboratoire d'Enseignement de la Physique
à la Sorbonne.

1^{re} THÈSE. — RECHERCHES EXPÉRIMENTALES SUR LES DIÉLECTRIQUES.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 5 ^{Janvier} janvier 1909, devant la Commission d'Examen.



MM. BOUTY, *Président.*
H. LE CHATELIER, } *Examineurs.*
JEAN PERRIN, }

PARIS,

GAUTHIER-VILLARS, IMPRIMEUR-LIBRAIRE

DU BUREAU DES LONGITUDES, DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE,
Quai des Grands-Augustins, 55.

1908

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS.

	MM.	
Doyen.....	P. APPELL, Professeur..	Mécanique rationnelle.
Doyen honoraire.....	G. DARBOUX.....	Géométrie supérieure.
	L. TROOST.	
Professeurs honoraires.	CH. WOLF.	
	J. RIBAN.	
	LIPPMANN.....	Physique.
	BOUTY.....	Physique.
	BOUSSINESQ.....	Physique mathématique et Calcul des probabilités.
	PICARD.....	Analyse supérieure et Algèbre sup.
	H. POINCARÉ.....	Astronomie mathématique et Mécanique céleste.
	YVES DELAGE.....	Zoologie, Anatomie, Physiol. compar.
	G. BONNIER.....	Botanique.
	DASTRE.....	Physiologie.
	KÖNIGS.....	Mécanique phys. et expérimentale.
	VELAIN.....	Géographie physique.
	GOURSAT.....	Calcul différentiel et Calcul intégral.
	CHATIN.....	Histologie.
	PELLAT.....	Physique.
Professeurs.....	HALLER.....	Chimie organique.
	JOANNIS.....	Chimie (Enseignement P. C. N.).
	P. JANET.....	Physique (Enseignement P. C. N.).
	WALLERANT.....	Minéralogie.
	ANDOYER.....	Astronomie physique.
	PAINLEVÉ.....	Mathématiques générales.
	HAUG.....	Géologie.
	TANNERY.....	Calcul différentiel et Calcul intégral.
	RAFFY.....	Applicat. de l'Analyse à la Géométrie.
	HOUSSAY.....	Zoologie.
	LE CHATELIER.....	Chimie.
	GABRIEL BERTRAND.....	Chimie biologique.
	M ^{me} P. CURIE.....	Physique.
	N.....	Zoologie, Anatomie, Physiol. compar.
	N.....	Chimie.
	N.....	Zoologie, Évolution des êtres organisés.
	PUISEUX.....	Mécanique et Astronomie.
	LEDUC.....	Physique.
	HADAMARD.....	Calcul différentiel et Calcul intégral.
	MATRUCHOT.....	Botanique.
Professeurs adjoints....	MICHEL.....	Minéralogie.
	BOUVEAULT.....	Chimie organique.
	BOREL.....	Théorie des fonctions.
	PRUVOT.....	Anatomie comparée.
	CAULLERY.....	Zoologie, Évolution des êtres organisés
Secrétaire.....	A. GUILLET.	

A MONSIEUR

LE PROFESSEUR EDMOND BOUTY.

MEMBRE DE L'INSTITUT.

Respectueux
témoignage de reconnaissance
et d'affection.



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41556019_0012

PREMIÈRE THÈSE.

RECHERCHES EXPÉRIMENTALES SUR LES DIÉLECTRIQUES.

INTRODUCTION.

A la suite de ses premiers travaux sur l'Électrodynamique, M. V. Crémieu ⁽¹⁾ avait conclu à la non-existence de l'effet magnétique de la convection électrique (effet Rowland); mais de nouvelles expériences, faites avec la collaboration de M. Pender ⁽²⁾, montrèrent que l'effet Rowland existe et que les résultats tout d'abord négatifs de M. Crémieu provenaient de ce que, contrairement aux prévisions, l'induction électrostatique s'exerçant à travers une lame diélectrique pouvait, vers les hauts potentiels, se trouver supprimée.

Il importait de savoir si une telle anomalie, en désaccord avec les idées admises sur les diélectriques, même affectés de résidus, tenait à quelque propriété ignorée des milieux

(1) V. CRÉMIEU, *Thèse de Doctorat*. Paris, 1901.

(2) CRÉMIEU et PENDER, *Journal de Physique*, 4^e série, t. III, p. 641.

isolants ou s'il était possible d'expliquer par des actions parasites la suppression accidentelle d'action électrostatique observée par M. Crémieu.

C'est dans le but de répondre à ces questions que furent entreprises, pendant l'année 1904, les expériences décrites dans ce Chapitre, expériences auxquelles j'ai collaboré et qu'il est à propos, je crois, de rappeler ici.

Anomalie de l'effet d'influence au voisinage d'une lame diélectrique. — Les conditions réalisées par M. Crémieu dans son expérience des disques tournants pour l'étude de la convection étaient telles, que des diélectriques comme le mica paraissaient, comme nous l'avons dit, diminuer et même supprimer l'influence d'un secteur métallique mobile, relié à une source de potentiel constant, sur un secteur fixe maintenu au potentiel zéro.

Notre premier soin fut de retrouver ce phénomène dans des conditions plus simples. Pour cela, nous avons disposé la lame diélectrique près d'un conducteur porté à un potentiel élevé et mesuré les charges par influence prises par un plan d'épreuve placé près du conducteur et séparé de celui-ci par la lame diélectrique.

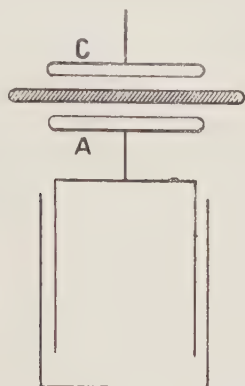
Nous avons pris d'abord comme source de potentiel une bouteille de Leyde chargée et bien isolée portant un plateau métallique A poli et arrondi sur ses bords (*fig. 1*). L'effet à mesurer s'exerçait sur un plan d'épreuve C placé dans une position bien horizontale au-dessus de A. On reliait ce plan d'épreuve à l'armature externe du condensateur, on l'isolait ensuite, puis on l'amenait à l'intérieur d'un cylindre de Faraday relié à l'électromètre.

Au-dessus de A était disposé un disque de mica, neutre au cylindre de Faraday et dépouillé autant que possible de toute charge libre sensible à la surface ou à l'intérieur. On peut s'assurer que ces conditions sont à peu près satisfaites en explorant le diélectrique à l'aide d'un petit plan d'épreuve et vérifiant que celui-ci ne prend aucune charge,

ni par contact, ni par influence, quelle que soit la région explorée.

Après avoir chargé le condensateur et reconnu que cette charge ne varie pas notablement pendant la durée d'une expérience, nous avons mesuré l'effet d'influence, d'abord à travers l'air, puis après avoir posé le diélec-

Fig. 1.



trique sur le plateau A. Dès cet instant, les charges emportées par le plan d'épreuve sont plus grandes que dans l'air, ce qui est normal; mais, en répétant les mesures, on constate que ces charges vont en diminuant plus vite que ne le fait prévoir l'hypothèse d'une déperdition par le condensateur. De plus, *la lame diélectrique prend, dans son ensemble, une charge de signe contraire à celle du plateau A.*

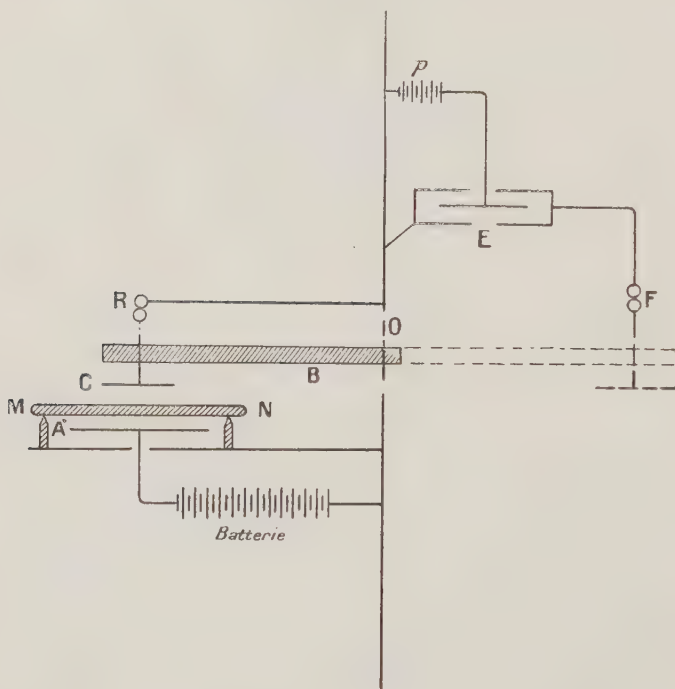
Le phénomène est indépendant du signe de la charge: on l'observe encore si la lame de mica, au lieu d'être posée sur le plateau A, est soutenue au-dessus de celui-ci. Enfin l'effet est augmenté si l'on dispose parallèlement au diélectrique un disque métallique relié à la terre.

Influence de la durée. — Pour suivre la marche du phénomène avec le temps, nous avons effectué le trans-

port rapide et régulier du plan d'épreuve C depuis la région où règne le champ jusqu'à l'électromètre.

Un plateau métallique A (*fig. 2*) est relié à l'un des pôles d'une batterie d'accumulateurs à haute tension. Cette batterie, installée au Laboratoire d'enseignement par M. Bouty, est formée de 7000 petits éléments. En

Fig. 2.



associant ces éléments en tension, on peut atteindre des potentiels voisins de 14000 volts.

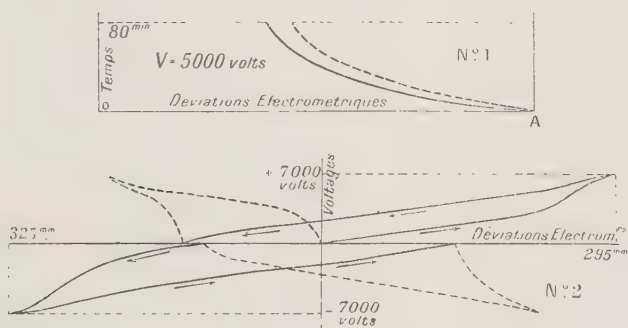
Un peu au-dessus du plateau A est un plan d'épreuve C appuyé contre un ressort R relié au sol. Ce plan d'épreuve peut être entraîné par un bras B mobile autour d'un axe vertical O et amené derrière un écran métallique où sa charge, par l'intermédiaire d'un contact, se répand sur

l'électromètre. Les indications de cet instrument mesurent ainsi l'influence exercée par le plateau A sur le plan d'épreuve.

A étant maintenu à un voltage constant (4500 volts), nous avons d'abord vérifié, par des lectures faites de minute en minute, que la charge induite à travers l'air ne varie pas. Les pertes de la batterie sont donc négligeables.

Une lame de mica de 2^{mm} d'épaisseur a été ensuite introduite à égale distance de A et C. Au début, nous avons observé un accroissement de l'effet d'influence, ce qui est normal; mais, en poursuivant les observations, nous avons constaté que les charges emportées par le plan d'épreuve allaient en diminuant et finissaient par devenir moindres que dans l'air [courbe 1 (fig. 3)]. Si, après

Fig. 3.



chaque lecture, on annule le potentiel de A et si l'on refait une mesure au plan d'épreuve, on obtient des déviations opposées aux précédentes ⁽¹⁾. Ces déviations sont dues aux charges qui demeurent sur la lame, charges contraires, comme on le voit, à celles du plateau A.

Influence du champ. — Nous étant ainsi convaincu

⁽¹⁾ Ces déviations sont figurées sur la courbe en pointillé, le point A étant pris comme nouvelle origine des coordonnées.

de l'existence d'effets anormaux dans un champ constant, nous avons opéré dans un champ variant périodiquement suivant le cycle : 0, V volts, 0, —V volts, 0. Ce cycle était parcouru en faisant croître ou décroître les unités de potentiel en tension sur la batterie et inversant au moment voulu la direction du champ. Après chaque addition ou suppression d'une unité (groupe de 45 éléments représentant près de 100 volts), il fallait accomplir deux opérations : 1° faire une mesure au plan d'épreuve, le plateau étant chargé; 2° refaire la mesure, le plateau A étant ramené à un potentiel nul. Cette seconde mesure donnait l'effet de la charge prise par la lame diélectrique.

Nous avons construit la courbe 2 (*fig. 3*) en portant dans la direction horizontale les déviations lues sur l'échelle de l'électromètre et en ordonnées les voltages rapportés à l'unité précédemment définie (45 éléments). Voici, en outre, les observations faites de 10 minutes en 10 minutes et représentant l'effet d'influence plus ou moins modifié par les charges résiduelles accumulées sur la lame diélectrique; l'action de ces charges résiduelles est représentée par les chiffres de la troisième colonne :

Unités de potentiel.	Effet d'influence.	Charges résiduelles.
0	0	
+10	+ 72	
+20	+145	
+30	+207	— 30
+40	+237	— 75
+50	+242	—151
+60	+270	—195
+70	+295	—235
+60	+243	—205
+50	+199	—183
+40	+127	—165
+30	+ 57	—165
+20	— 19	—160
+10	— 96	—155
0	—150	—150

Les lectures interrompues après accomplissement de la première moitié du cycle furent reprises une heure après. Malgré cette interruption, la charge de la lame, représentée d'abord par la déviation -150 , avait relativement peu changé et était encore -132 . Voici ce que furent ensuite les observations dans le parcours de la seconde moitié du cycle :

Unités de potentiel.	Effet d'influence.	Charges résiduelles.
0	0	
0	-132	-132
-10	-191	-107
-20	-229	-71
-30	-252	-15
-40	-270	$+48$
-50	-285	$+119$
-60	-297	$+175$
-70	-325	$+220$
-60	-268	$+200$
-50	-213	$+179$
-40	-160	$+161$
-30	-85	$+152$
-20	$+14$	$+144$
-10	$+80$	$+138$
0	$+135$	$+135$

On voit, d'après ces nombres, que les charges accumulées sur la lame diélectrique peuvent, non seulement diminuer l'effet d'influence du plateau chargé, mais encore annuler cet effet et produire une action inverse de celle du champ. C'est une nouvelle confirmation des anomalies observées sur les disques tournants.

Or de telles anomalies sont contraires aux faits généralement observés, lesquels s'expliquent dans les idées classiques par le pouvoir des diélectriques à résidu d'accroître la capacité apparente des condensateurs, c'est-à-dire *d'augmenter et non de diminuer l'effet d'influence*.

Il reste donc à voir si ces résultats contradictoires ne

peuvent pas s'expliquer sans hypothèses nouvelles et seulement par des actions parasites.

1° *Rôle de l'air*. — L'une de ces actions nous fut signalée par M. Langevin ⁽¹⁾; il s'agit de la conductibilité par les ions de l'air.

Un conducteur chargé à l'air libre n'est jamais complètement isolé. Même en négligeant toute déperdition par les supports, le condensateur finit par se décharger à la suite du mouvement des ions gazeux. Si l'un des plateaux est recouvert d'une lame diélectrique, les ions de signe contraire à celui du plateau viennent s'accumuler sur cette lame jusqu'au moment où la charge totale est suffisante pour compenser en *tous points extérieurs* la charge du plateau.

On s'explique de la sorte l'apparition sur une lame diélectrique, posée sur un plateau chargé, d'un résidu électrique de signe contraire à l'électricité du plateau, ainsi que la suppression d'influence par suite de l'exposition prolongée de la lame diélectrique dans un champ intense. On comprend enfin l'augmentation d'effet due à la présence d'un deuxième plateau relié à la terre. Ce plateau auxiliaire concentre les lignes de force et accélère le mouvement des ions.

2° *Rôle des surfaces*. — La diminution de l'effet d'influence peut également provenir d'une certaine conductibilité à la surface du diélectrique. Nous montrerons plus tard que, sous l'influence du champ, des charges positives et négatives peuvent se mouvoir sur le diélectrique et s'y distribuer comme sur un conducteur métallique. Si l'on tient compte en outre de la déperdition par les supports de la lame isolante, on voit qu'une lame diélectrique possédant une conductibilité superficielle peut, jusqu'à

(1) LANGEVIN, *Bulletin des séances de la Société de Physique*, année 1904, 4^e série, p. 67.

un certain point et au bout d'un temps variable, se comporter, par rapport au plan d'épreuve, comme un écran électrostatique, c'est-à-dire supprimer l'effet d'influence.

Conclusion. — Ainsi, l'anomalie d'influence rencontrée dans les expériences sur la convection électrique s'explique par le mouvement des ions de l'air ou par la conductibilité superficielle du diélectrique.

Bien que le résultat final soit en accord avec les observations de M. Crémieu, nous ne pensons pas qu'il soit nécessaire, pour fixer nos idées sur l'effet dont il s'agit, d'émettre une nouvelle hypothèse sur les diélectriques et d'attribuer à ceux-ci une sorte d'aptitude à réagir contre le champ. L'anomalie en question ne peut, avec certitude, s'expliquer autrement que par des actions parasites.

Ces actions parasites sont une source de complications lorsque la lame diélectrique est maintenue dans l'air et sous le champ. L'un des objets de ce travail est de rechercher les précautions à prendre pour ramener l'action électrostatique à travers la lame à ses facteurs essentiels.

Ce travail a été divisé ainsi qu'il suit :

La première Partie est un résumé historique de la question. Parmi les Mémoires fondamentaux, celui de Gaugain nous a intéressé particulièrement. Plusieurs des problèmes dont nous avons poursuivi la solution ont été abordés ou indiqués par cet expérimentateur. Les conditions qu'il s'est imposées (non-contact) ont été aussi introduites dans la plupart de nos expériences; nous les avons seulement améliorées par le secours d'un artifice dont nous démontrerons l'utilité.

Dans la deuxième Partie sont examinés les effets d'un champ constant sur une lame d'ébonite. Nous avons mis en lumière le rôle de la surface dans le phénomène.

Ayant soumis ensuite au même examen diverses paraffines, nous avons reconnu sur l'une d'elles (paraffine extraite de l'ozokérite) des qualités exceptionnelles. Nous avons étudié aussi les modifications résiduelles par changement d'état du diélectrique.

La troisième Partie est consacrée aux mesures. Mettant à profit les qualités de la paraffine dure, nous y étudions divers diélectriques, solides, pulvérulents ou liquides, au sein de cette substance, évitant de la sorte tout contact direct du milieu résiduel avec les armatures ainsi que toute altération superficielle de ce milieu. Nous y décrivons enfin une méthode statique pour la mesure des constantes diélectriques et la détermination de la fonction résiduelle.

Enfin la quatrième Partie est un exposé théorique du phénomène d'après l'hypothèse de conductibilité. Cet exposé théorique est suivi d'une application relative à la mesure des grandes résistances.

Ce programme de recherches a été poursuivi au Laboratoire d'enseignement de la Physique à la Sorbonne. Grâce aux facilités qui m'ont été accordées dans l'emploi des ressources de ce beau Laboratoire, j'ai pu en toute liberté multiplier mes premiers essais et préparer mes expériences définitives.

C'est avec empressement que je viens aujourd'hui exprimer ma reconnaissance à mon éminent maître M. E. Bouty. Je le remercie encore une fois d'avoir soutenu mes débuts à un moment où, malgré beaucoup d'obstacles matériels, j'avais résolu d'entreprendre ce travail. Je suis heureux que mes résultats sur les diélectriques aient confirmé les idées fondamentales émises par M. Bouty dans ses Mémoires classiques consacrés aux diélectriques et aux électrolytes.

Une part non moins grande de gratitude revient à mon dévoué collègue et ami M. V. Crémien. Ses remarques

sur le mica, faites à propos de la convection électrique, ont suscité mes recherches. J'ai acquis par lui la connaissance d'un grand nombre de détails techniques pour la mise au point de mes expériences.

Je remercie aussi mon très distingué camarade de Laboratoire, M. Léon Bloch, pour l'intérêt qu'il a bien voulu porter à mes recherches et pour son empressement à me fournir des renseignements théoriques et bibliographiques.

J'ai enfin des remerciements sincères à adresser à M. Pellin pour le soin qu'il a apporté à la construction de mes appareils, et à tout le personnel du Laboratoire pour son concours très dévoué dans les travaux préparatoires effectués à l'atelier.

PREMIÈRE PARTIE.

Anomalies diélectriques.

CHAPITRE I.

EFFETS RÉSIDUELS DANS LES CONDENSATEURS.

1° *Cas du non-contact.* — On sait depuis Faraday ⁽¹⁾ (1847) que la présence d'une lame diélectrique entre les plateaux d'un condensateur est la cause d'*effets résiduels*, c'est-à-dire que, sous l'action d'une différence de potentiel constante entre les armatures, le condensateur ne prend sa charge définitive qu'au bout d'un temps plus ou moins long. Réciproquement, en égalisant les potentiels des armatures, la restitution complète de l'électricité condensée ne se produit pas instantanément.

Matteucci ⁽²⁾ (1849), n'envisageant que le cas où les

⁽¹⁾ FARADAY, *Exp. Rés.*, t. I, p. 390.

⁽²⁾ MATTEUCCI, *Ann. de Chim. et de Phys.*, 3^e s., t. XXVII, p. 162.

surfaces métalliques touchent la lame diélectrique (cas du contact), eut l'idée d'attribuer le résidu à une *pénétration* de l'électricité dans l'isolant. Par la décharge, cette électricité abandonnait le diélectrique et donnait lieu aux effets bien connus de la bouteille de Leyde.

Gaugain ⁽¹⁾ examina plus tard (1864) le cas d'une lame diélectrique séparée des armatures du condensateur par un intervalle d'air (cas du non-contact). Ayant constaté que la lame prend sur ses deux faces des charges opposées à celles des armatures voisines, Gaugain fut conduit à penser que cette distribution se produisait encore quand le diélectrique touche le métal et qu'on pouvait éviter de recourir à l'hypothèse de Matteucci. D'après lui tout devait se passer, *même au contact*, comme si la lame isolante possédait une *faible conductibilité* et était séparée des armatures métalliques par une couche très mince *pouvant faire obstacle* au passage de l'électricité.

Gaugain attribuait à cette zone transitoire un rôle prépondérant. Dans quelques cas, disait-il, les charges distribuées de part et d'autre de la zone en question ne peuvent se combiner; celle-ci se comporte alors comme un milieu de *résistance insurmontable*; ceci est réalisé en particulier lorsque cette région intermédiaire est une lame d'air. Dans d'autres cas, cette combinaison peut s'accomplir plus ou moins commodément suivant les qualités d'adhérence du métal au diélectrique; le circuit du condensateur est alors le siège d'un courant permanent.

Le régime de ce courant devait dépendre d'une part de la rapidité avec laquelle les charges opposées s'acheminaient vers les faces du diélectrique, d'autre part de l'obstacle plus ou moins grand opposé au mouvement de

(¹) GAUGAIN, *Ann. de Chim. et de Phys.*, 4^e s., t. II, p. 264.

ces charges par la couche de passage séparant le diélectrique du métal.

En interrompant le circuit de la force électromotrice et déchargeant le condensateur sur une résistance métallique, les charges *extraîtes* du diélectrique devaient se recombinaient peu à peu et le circuit de décharge être le siège d'un *courant résiduel* opposé au courant de charge lente.

Les conditions observées par Gaugain (non-contact) lui ont permis de comparer les résultats obtenus suivant que la lame introduite entre les armatures est métallique ou isolante.

Nous savons que, si la lame est métallique et le champ uniforme, le condensateur prend, dès l'introduction de la lame, une charge supplémentaire égale à celle que produirait le rapprochement des plateaux d'une quantité donnée par l'épaisseur de la lame métallique interposée.

Si la lame est isolante, la surcharge s'évalue à l'aide des termes relatifs à l'action inductive du diélectrique et à l'effet résiduel qui s'ajoute le plus souvent à cette action.

L'existence d'une action inductive propre au diélectrique était encore fort controversée à l'époque de Gaugain, bien que Faraday eût émis déjà depuis plusieurs années l'hypothèse, aujourd'hui admise, que le pouvoir inducteur produit tout son effet dans un temps infiniment court et d'une façon plus ou moins intense suivant la nature du diélectrique. Gaugain et la plupart de ses contemporains croyaient bien à l'existence d'une induction instantanée, mais ils n'admettaient pas que cette induction fût différente suivant les milieux. Ce ne fut qu'après les concluantes expériences de Boltzmann ⁽¹⁾ sur les variations du pouvoir inducteur des gaz avec la densité, que les idées de Faraday cessèrent d'être mises en doute.

Mais, si les vues de Gaugain sur la charge instantanée

(1) BOLTZMANN, *Wien. Sitz.*, t. LXIX, p. 795.

ont perdu tout intérêt depuis les travaux de Boltzmann, son explication du phénomène de la charge lente peut s'accorder avec certaines conceptions modernes.

Lorsqu'on maintient le condensateur en tension sous une force électromotrice constante, les charges distribuées sur les faces de la lame isolante croissent peu à peu en densité. Gaugain pensait qu'en prolongeant suffisamment l'action du champ, *les charges devaient finir par atteindre, sur le diélectrique, la même distribution que sur une lame métallique de même épaisseur*. En d'autres termes, tout devait se passer comme si la lame diélectrique possédait une *faible conductibilité* et pouvait être librement parcourue dans *toute l'étendue de son épaisseur* et dans les deux directions, par les charges des deux signes.

Mais Gaugain n'ayant opéré que sur des lames solides ne put réussir à vérifier l'accord qu'il prévoyait. Pour expliquer les discordances, il eut recours aux hypothèses d'hétérogénéité, hypothèses déjà développées théoriquement par Poisson et Mossotti. Si le diélectrique est constitué par un milieu isolant contenant des particules conductrices, l'effet résiduel total, dû à la conductibilité dans ces particules, doit être moindre, évidemment, que si la conductibilité s'exerçait normalement dans un milieu homogène de même nature que les particules.

Comme vérification, Gaugain fit des essais sur des mélanges de fleur de soufre et d'huile d'olive. Il constata effectivement que la charge maxima s'éloignait d'autant plus de la limite prévue (charge prise par une lame métallique) que les gouttelettes d'huile conductrices étaient plus dispersées dans la masse isolante.

En résumé, Gaugain, par des essais de synthèse et par une comparaison heureuse des effets observés sur des lames isolantes ou métalliques, a montré la possibilité d'expliquer le phénomène de la charge lente des condensateurs par une conductibilité dans le diélectrique. Il a

signalé les difficultés résultant de la constitution complexe des isolants solides. Il a attiré l'attention sur ce fait que les discontinuités entre régions conductrices et régions isolantes moyennes constituent un obstacle à la distribution régulière de l'électricité dans les diélectriques non homogènes. En un mot, Gaugain a, sinon résolu la question des diélectriques, du moins nettement posé le problème des résidus dans le cas de non-contact et signalé les difficultés à vaincre.

Il est surprenant que la voie tracée par cet expérimentateur n'ait pas provoqué à cette époque d'autres recherches et conduit plus rapidement vers de nouveaux résultats. Les raisons de cet arrêt tiennent à ce que, pendant fort longtemps, l'intérêt s'est concentré sur la vérification expérimentale de la loi de Maxwell; la poursuite de ce but rejetait au second plan toute préoccupation relative à l'effet résiduel. Dans les méthodes employées, il importait surtout de diminuer l'effet de la charge lente jusqu'à le rendre négligeable par rapport à celui de la charge instantanée; aussi les expérimentateurs s'ingénierent-ils, soit à charger le condensateur pendant un temps très court, soit à le soumettre à des potentiels alternatifs de grande fréquence.

Ce fut sous l'influence des découvertes fécondes de l'électrolyse que l'attention se porta de nouveau vers le phénomène des charges résiduelles dans les condensateurs. Guidés par la similitude des effets, les expérimentateurs étudièrent de préférence le cas où les armatures du condensateur sont en relation directe avec le diélectrique à étudier (cas du contact), ces conditions paraissant plus favorables aux analogies entre diélectriques et électrolytes.

2° *Cas du contact.* — Les phénomènes sont pourtant moins simples lorsqu'il y a contact entre les armatures et le diélectrique. Les charges mises en jeu peuvent dans ce

cas passer d'une armature à l'autre et amorcer un courant permanent. Il peut arriver aussi, comme l'a remarqué M. E. Bouty (¹), que la lame isolante, bien que susceptible d'effets internes, s'oppose encore *d'une manière absolue* à un débit permanent d'électricité.

Aussi s'est-on quelquefois demandé si le résidu ne provenait pas d'une augmentation lente du pouvoir inducteur. Une telle hypothèse est peu vraisemblable, parce qu'elle implique une dépendance entre l'action résiduelle et l'action inductive. Or la plupart des expérimentateurs qui, sans parti pris, ont examiné cette question, ont reconnu que ces deux sortes d'actions s'exercent indépendamment l'une de l'autre. Dans son étude sur le mica, M. Bouty (²) a observé que les causes qui influent sur la production des résidus n'affectent pas la constante diélectrique. M. J. Curie (³), de son côté, exprime très nettement la même opinion : « Il y a, dit-il, une différence absolue à faire entre la charge instantanée et la charge lente; ce sont deux phénomènes entièrement différents, dépendant de causes différentes. »

Cependant, l'énoncé des lois peut se faire en dehors de toute idée théorique d'après la notion expérimentale de courant résiduel. On a reconnu, en effet, qu'après la charge instantanée, le circuit du condensateur est le siège d'un courant dont l'intensité diminue avec le temps. Dans quelques cas, cette intensité tend vers une limite finie (diélectriques liquides); dans d'autres cas, cette limite est nulle (mica). En prenant comme phase résiduelle la phase de régime variable, on voit que, dans cet intervalle, le courant total peut être considéré comme la super-

(¹) E. BOUTY, *Journal de Physique*, 2^e s., t. IX, p. 288.

(²) E. BOUTY, *Ann. de Chim. et de Phys.*, 6^e s., t. XXIV, p. 394, et t. XXVII, p. 62.

(³) J. CURIE, *Ann. de Chim. et de Phys.*, 6^e s., t. XVII, p. 391, et t. XVIII, p. 203.

position d'un *courant de conduction normale*, quelquefois inexistant (cas du mica), et d'un *courant résiduel* s'annulant avec le temps.

Si l'on rompt le circuit de la force électromotrice et si l'on décharge le condensateur dans une résistance métallique, on a un *courant de décharge lente* opposé au courant direct et s'annulant aussi au bout d'un temps très long. En désignant par i_1 l'intensité du courant résiduel de charge au temps t à partir de la fermeture du circuit, et par i_2 l'intensité du courant de retour au temps t à partir de la décharge, on a toujours

$$\int_0^{\delta} i_1 dt = \int_0^{\infty} i_2 dt,$$

ce qui veut dire que *la quantité totale d'électricité transportée par le courant résiduel de décharge est égale et contraire à celle qui a été transportée pendant le temps δ par le courant de charge.*

Si l'on étudie un même condensateur sous l'action de forces électromotrices différentes, on trouve que *le courant résiduel est proportionnel à la force électromotrice*, la loi de variation en fonction du temps demeurant la même. On peut, dès lors, poser

$$i_1 = b E \varphi(t).$$

D'autre part, si un même diélectrique est pris sous diverses épaisseurs, on vérifie aussi que *le courant résiduel varie proportionnellement à l'inverse de l'épaisseur*, la loi du temps demeurant toujours invariable.

Comme, de plus, le courant est proportionnel à la surface des armatures et, par suite, à la capacité, on peut écrire finalement

$$i_1 = \beta C E \varphi(t),$$

le coefficient β ne dépendant plus que de la nature du milieu interposé.

En ce qui concerne le courant résiduel de décharge, on a reconnu que, *après une charge très longue, le courant de retour est symétrique du courant direct*, mais que, pour une charge de durée finie, le courant de retour diminue plus vite que le courant direct. L'expérience indique, en outre, que ce courant de retour obéit à la loi dite de *superposition*, c'est-à-dire que, *au temps t , compté à partir de l'égalisation des potentiels des armatures, le courant peut s'exprimer à l'aide de deux termes, l'un égal et opposé à la valeur du courant direct au temps t et l'autre égal à ce que produirait encore ce courant s'il persistait après la décharge* (J. CURIE, *Ann. de Ch. et de Phys.*, t. XVIII, p. 205).

Ces lois qualitatives sont très générales et peuvent s'accorder avec diverses hypothèses sur l'origine du phénomène (conductibilité, viscosité diélectrique, etc.). Au point de vue des indications théoriques, les effets dus aux variations de la température sont plus instructifs. En chauffant le mica, M. Bouty a reconnu que l'action inductive demeure constante et que le résidu, au contraire, augmente en intensité, ce qui indique l'indépendance complète des deux effets. D'autre part, les variations de la température ont conduit M. J. Curie à attribuer la charge lente dans les cristaux à la présence de filaments aqueux dans le diélectrique. Il pense que les anomalies observées sur le quartz (conductibilités différentes dans les directions parallèle et normale à l'axe) tiennent à une certaine orientation des filaments conducteurs, par rapport aux éléments de symétrie. Il signale à ce sujet d'intéressantes observations de du Bois-Raymond (¹)

(¹) DU BOIS-RAYMOND, *Monatsber. der Berl. Akad.*, 1856.

sur la porcelaine humide, qu'on peut considérer comme les premières contributions à l'étude synthétique du phénomène.

En un mot, les résultats obtenus, même au contact, nous éloignent de toute hypothèse sur la dépendance de l'effet inducteur et de l'effet résiduel et nous obligent au contraire à donner une importance prépondérante à la présence de particules conductrices ou de filaments liquides dans les milieux solides considérés comme diélectriques. Nous serons amené, dans la suite, à examiner de plus près cette interprétation des phénomènes.

CHAPITRE II.

AUTRES FORMES D'ANOMALIES DIÉLECTRIQUES.

Les anomalies diélectriques peuvent se manifester autrement que nous venons de le montrer. Bien qu'il n'ait pas été question dans notre travail de ces autres anomalies, nous en dirons pourtant quelques mots afin d'indiquer leur rapport avec les phénomènes rencontrés dans la charge des condensateurs.

1° Les condensateurs à diélectriques solides ou liquides sont le siège d'un échauffement quand leurs armatures sont reliées à une source de potentiel alternatif. On a trouvé, en général, qu'il y a proportionnalité entre la quantité de chaleur dégagée par unité de temps et le carré de la force électromotrice efficace, et aussi que la quantité de chaleur augmente avec la fréquence.

2° Une autre forme d'anomalie consiste dans la production des forces pondéromotrices qui accompagnent les déplacements du champ par rapport au diélectrique. Ces phénomènes apparaissent quand on fait tourner le diélectrique dans un champ fixe ou quand on fait tourner le champ autour du diélectrique primitivement au repos;

celui-ci est alors sollicité par un couple de torsion qui tend à entraîner le diélectrique ou à entraver son mouvement suivant les cas.

On peut déterminer quantitativement le couple de torsion dans un champ tournant en l'équilibrant à l'aide d'un fil de torsion. Dans le champ immobile, on mesure l'amortissement du couple qui s'exerce sur le diélectrique pendant son oscillation.

Schaufelberger ⁽¹⁾ trouve comme expression du couple de torsion en fonction du temps

$$D = KF^2,$$

mais Arno ⁽²⁾ et Threfall ⁽³⁾ ont constaté que la loi du carré de l'intensité n'est pas rigoureuse et que l'on doit écrire

$$D = KF^n,$$

n pouvant varier de 1,5 à 1,96.

3° Les anomalies diélectriques peuvent se manifester aussi par des variations apparentes de la constante diélectrique. Ainsi, quand on détermine la capacité d'un condensateur à l'aide d'une source de potentiel constant ou alternatif, on trouve que la constante diélectrique apparente est d'autant plus faible que la durée du champ (champ constant) est plus courte ou que la période (champ alternatif) est plus petite. Ainsi, pour le verre, J.-J. Thomson ⁽⁴⁾ trouve comme valeur de K un nombre voisin de 10 pour une fréquence égale à 100 et 2,7 pour une fréquence 25×10^6 . M. Beaulard ⁽⁵⁾, pour une charge de durée $0^s,008$, trouve 6,22 comme

(1) SCHAUFELBERGER, *Wied. Ann.*, t. LXVII, 1899, p. 307.

(2) ARNO, *Acc. dei Linc.*, t. I, 1892, p. 284.

(3) THREFALL, *Phys. Rev.*, t. IV, 1897, p. 457.

(4) J.-J. THOMSON, *Proc. Roy. Soc.*, t. XLVI, 1889, p. 292.

(5) BEAULARD, *Journ. de Phys.*, t. IX, 1900, p. 42.

constante du verre, et seulement 3,66 quand la durée est 0^s,0004.

Dépendance des diverses formes d'anomalie. — On peut établir, d'après Schweidler (¹), que les diverses formes d'anomalies que nous venons d'énumérer ne sont pas indépendantes, c'est-à-dire que l'effet résiduel étudié tout d'abord (résidu des condensateurs) doit nécessairement se retrouver sous la forme de variations apparentes de la capacité, d'échauffement dans les champs alternatifs et de rotation dans les champs tournants.

On s'explique, en effet, que la superposition des charges résiduelles aux charges instantanées entraîne, comme conséquence, une augmentation de la capacité apparente des condensateurs et que la superposition du courant résiduel au courant de conduction ait pour effet d'accroître la chaleur dégagée. On conçoit également que, dans le cas des courants alternatifs, la conductibilité apparente grandisse quand la période diminue et que la chaleur de Joule croisse avec la fréquence. Enfin, on voit qu'il doit y avoir une dépendance entre l'entraînement d'un diélectrique dans un champ tournant et la chaleur mise en jeu quand on s'oppose au mouvement du diélectrique.

On peut donc considérer les anomalies diélectriques comme dépendant du phénomène de la charge et de la décharge lentes des condensateurs et les expliquer par les mêmes considérations théoriques.

Anomalies diélectriques et conductibilité. — Nous avons dit déjà que les résultats obtenus avec les condensateurs s'accordent mal avec l'hypothèse d'une conductibilité et que la constitution complexe des isolants solides est un obstacle à la vérification d'idées théoriques. Gaugain, qui, le premier, a cherché à expliquer le phénomène des résidus par une conductibilité dans le diélectrique,

(¹) SCHWEIDLER, *Ann. der Phys.*, t. XIV, 1907, p. 721.

a dû convenir que presque toujours la totalité des charges apportées sur les faces de la lame isolante, quand celle-ci est exposée à l'action d'un champ uniforme et ne touche pas les armatures, est plus petite que ce que fait prévoir la conductibilité. De son côté, M. Bouty a reconnu qu'une lame de mica portant des armatures métalliques et présentant le phénomène résiduel oppose pourtant un véritable obstacle au passage de l'électricité et ne saurait, par conséquent, être assimilée à un conducteur ordinaire.

Les autres formes d'anomalie, quoique s'accordant qualitativement avec l'hypothèse d'une conductibilité, s'écartent aussi quantitativement des conséquences tirées de cette hypothèse. Ainsi, le dégagement de chaleur dans un diélectrique soumis à l'action d'un champ alternatif peut être, au premier abord, regardé comme une manifestation de l'effet Joule. La plupart des observateurs trouvent, en effet, la proportionnalité entre les calories dégagées et le carré de la tension efficace; mais ils trouvent, par contre, que cette énergie dépend de la fréquence et qu'elle ne peut, par conséquent, être assimilée à l'effet Joule.

On peut encore comparer l'entraînement d'un diélectrique dans un champ tournant ou l'amortissement de ses oscillations dans un champ fixe à ce que l'on observe quand on remplace le diélectrique par un conducteur métallique; mais, dans ce cas encore, les conclusions théoriques concordent mal avec les faits et peuvent se trouver en désaccord avec eux. Ainsi, dans quelques expériences de Lang ⁽¹⁾, on trouve que le sens de la rotation d'un diélectrique peut, quelquefois, être opposé à celui que prévoit la théorie.

(1) LANG, *Wien. Sitz.*, t. CXV, 1906, p. 211.

CHAPITRE III.

THÉORIES PROPOSÉES POUR L'EXPLICATION DE L'EFFET RÉSIDUEL.

L'impossibilité d'établir un lien rigoureux entre les anomalies observées sur des diélectriques et la conductibilité en milieu homogène a fait naître un certain nombre de théories basées sur l'hétérogénéité, la conductibilité par les ions et enfin l'existence d'anomalies du pouvoir inducteur.

1° *Hétérogénéité*. — Une première explication théorique a été édiflée par Maxwell d'après l'hypothèse d'hétérogénéité, hypothèse déjà justifiée expérimentalement dans certaines expériences de Gauguin.

Maxwell (1) a montré qu'un diélectrique lamellaire dont chaque lamelle se comporte d'une façon normale, mais où le rapport $\frac{\lambda}{K}$ de la conductibilité au pouvoir inducteur varie d'une lamelle à une autre, doit présenter dans l'ensemble le phénomène de résidu. Il a indiqué, en outre, que le même résultat subsiste pour une structure non lamellaire, mais présentant une hétérogénéité quelconque.

Maxwell n'a pas calculé le courant résiduel sous potentiel constant en fonction du temps. Ce problème conduit à des difficultés mathématiques disproportionnées aux ressources de l'expérience.

2° *Conductibilité par les ions*. — On a songé aussi à appliquer aux diélectriques solides et liquides des idées adoptées récemment sur la conductibilité des gaz.

J.-J. Thomson (2) a établi les équations de transport de l'électricité à travers les gaz en s'appuyant sur les

(1) MAXWELL, *Treatise*, t. I, p. 374.

(2) J.-J. THOMSON, *Conduction of electricity through gases*, p. 64-73.

hypothèses de l'*ionisation*. Certains agents ionisants (aigrettes, flamme, rayons de Röntgen, lumière ultraviolette) créent au sein d'une masse gazeuse, par unité de temps et par unité de volume, des couples d'ions qui, sous l'influence d'un champ électrique et en vertu de leur *mobilité*, se dirigent vers les électrodes. Cependant, au cours de ce déplacement, des recombinaisons partielles se produisent de telle sorte qu'une portion seulement des ions libérés peut atteindre les électrodes. Le courant qui en résulte est fonction, par conséquent, de l'intensité de la source ionisante, de la mobilité des ions libres et des recombinaisons qui se produisent dans le trajet des ions.

En tenant compte d'une part de la mobilité des ions dans le champ et ensuite d'un coefficient de recombinaison propre à chaque espèce d'ions, J.-J. Thomson a pu établir les équations du champ, c'est-à-dire définir à tout instant la distribution des ions à l'intérieur du gaz. Mais les équations n'ont pas été explicitées, c'est-à-dire qu'elles n'ont pu conduire à leur tour à une formule simple de l'intensité du courant en fonction du temps.

Néanmoins, la théorie a prévu certains faits confirmés par l'expérience. Ainsi, par l'établissement du champ, l'intensité du courant doit diminuer et atteindre une limite qui n'est pas proportionnelle à la force électromotrice. D'autre part, les équations fondamentales montrent encore que, à l'état de régime, le nombre des ions par unité de volume n'est pas constant dans la masse et que, dans les couches avoisinant les électrodes, la densité des ions est plus grande que dans la région intermédiaire.

Ces conclusions pourraient s'appliquer aux diélectriques solides et liquides, s'il était démontré que la conductibilité dans ces milieux est d'origine ionique. En particulier, on pourrait considérer l'accumulation des ions

aux électrodes comme équivalente à l'hétérogénéité et reprendre, sous cette nouvelle forme, les développements théoriques de Maxwell. Il est à prévoir pourtant qu'une telle entreprise serait peu propice aux vérifications expérimentales.

3° *Anomalies du pouvoir inducteur.* — Une troisième théorie est basée sur l'existence d'anomalies de l'effet inducteur. Au lieu d'admettre l'existence d'un *déplacement diélectrique* ou *polarisation*, proportionnel au champ, il faudrait supposer que le déplacement est fonction, non-seulement du champ, mais encore de tous les états antérieurs du milieu, c'est-à-dire qu'en électricité comme en magnétisme se produirait le phénomène d'hystérésis.

a. *Hystérésis au sens magnétique.* — D'après M. Beaulard ⁽¹⁾, le déplacement diélectrique correspondant à une valeur déterminée du champ serait plus grand lorsque le champ croît que lorsqu'il décroît. Il en résulterait, pour un cycle fermé, une représentation graphique limitant une aire proportionnelle à la chaleur dégagée par période. Cette conception entraînerait l'existence d'une *force coercitive diélectrique* et d'une *électrisation rémanente*.

Pourtant M. Beaulard a montré que l'analogie sur laquelle repose cette théorie est sujette à de nombreuses restrictions. Pour l'hystérésis magnétique, c'est surtout l'amplitude du champ magnétique qui importe; la fréquence a une influence moindre et encore mal définie. Au contraire, il existe dans le cas des diélectriques une dépendance très caractérisée entre le travail d'hystérésis et la fréquence, ce qui est contraire à la théorie proposée. Notons encore que les notions de rémanence et de force coercitive sont difficiles à introduire dans le domaine électrique et enfin que le phénomène de résidu, où l'allure en

(1) BEAULARD, *Journ. de Phys.*, 3^e s., t. IX, p. 422.

fonction du temps est essentielle, ne se dégage pas nettement de cette théorie calquée sur le magnétisme.

b. Viscosité diélectrique. — Pour toutes ces raisons, on a substitué à l'hystérésis proprement dite une *hystérésis visqueuse* ou *viscosité diélectrique*. On entend par là que, au moment de l'excitation du champ électrique, le déplacement diélectrique ne prend pas immédiatement sa valeur normale, mais y arrive asymptotiquement. En d'autres termes, quand le champ varie d'une manière continue, le déplacement reste toujours en retard sur la valeur qu'il devrait avoir normalement.

Cette idée a été mise en lumière par M. Bouty (¹) dans son Mémoire sur le mica : « Il est naturel, dit-il, en parlant de la charge lente, d'écarter toute idée de pénétration ou d'électrolyse, de considérer le mica comme dénué, à la température ordinaire, de toute conductibilité normale et d'expliquer l'absorption ainsi que les résidus par un retard de la polarisation analogue aux retards que l'on observe pour d'autres phénomènes physiques, en particulier pour l'étude de l'élasticité. »

M. Pellat (²) s'est efforcé de justifier cette hypothèse par une expérience rappelant celle de l'aimant brisé. D'après cette expérience, un système constitué par deux lames d'ébonite appliquées exactement l'une sur l'autre se comporte, au point de vue résiduel, comme si la surface de séparation constituait un obstacle insurmontable au passage de l'électricité. M. Pellat interprète cette expérience en disant que les charges résiduelles sur les faces de la lame sont des charges de polarisation et non des charges mises en jeu par conductibilité dans le diélectrique.

L'hypothèse d'une polarisation visqueuse étant admise,

(¹) E. BOUTY, *Journ. de Phys.*, 2^e s., t. IX, p. 288.

(²) PELLAT, *Ann. de Chim. et de Phys.*, 7^e s., t. XVIII, p. 150.

M. Pellat a obtenu la formule du courant résiduel par une nouvelle hypothèse d'après laquelle le déplacement diélectrique qui suit l'excitation du champ tendrait vers sa limite avec une vitesse proportionnelle à l'intervalle qui l'en sépare.

La formule du courant résiduel prend dès lors une forme exponentielle, de laquelle on peut déduire tous les résultats expérimentaux énoncés précédemment et, en particulier, la loi de superposition. Malheureusement les expériences sur l'ébonite sont peu favorables au calcul précis des paramètres de la fonction résiduelle. Nous verrons plus tard que cette substance se prête mal à des mesures quantitatives, à moins de précautions exceptionnelles. On ne peut donc considérer jusqu'à présent l'existence d'une viscosité diélectrique comme établie expérimentalement d'une manière irréfutable par l'expérience dont nous venons de parler.

Conclusion. — Dans cet exposé historique nous avons passé en revue toutes les formes d'anomalies ayant fait l'objet d'une étude expérimentale et énuméré les principales explications proposées (hétérogénéité, conductibilité ionique, hystérésis et viscosité diélectriques).

Dans l'état actuel de nos connaissances il est difficile de prendre parti entre ces hypothèses; les unes conduisent à des difficultés mathématiques disproportionnées aux ressources de l'expérience, d'autres conduisent à des résultats simples en désaccord quelquefois avec les faits.

Dans notre travail, nous avons abordé un côté de la question et limité notre étude au cas déjà désigné sous le nom de *non-contact*. Dans un condensateur constitué par une lame diélectrique soudée aux armatures, le phénomène résiduel n'est pas nécessairement indépendant de la nature du contact entre métal et diélectrique. Gaugain pensait que la surface de séparation se comportait comme une résistance quelquefois insurmontable. Nous avons

trouvé plus simple de supprimer cette source possible de complication et de laisser une région inerte entre la lame isolante et les plateaux du condensateur. Pourtant le cas du non-contact n'est pas sans présenter quelques difficultés. Nous les avons levées de notre mieux en mettant le diélectrique à l'abri des effets de surface, effets dont il a déjà été question à propos des anomalies d'influence et sur lesquels nous aurons à revenir dans l'étude qualitative qui va suivre.

DEUXIÈME PARTIE.

Étude qualitative.

CHAPITRE I.

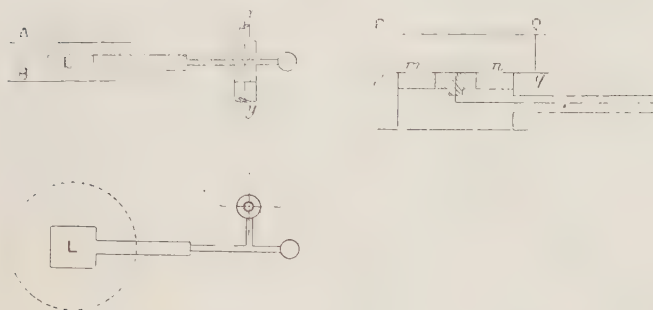
DISTRIBUTION DANS UN DIÉLECTRIQUE.

1° *Expériences sur une lame d'ébonite.* — L'existence de charges résiduelles sur les faces d'une lame isolante, ébonite ou autre, est démontrée par une expérience classique, consistant à soumettre cette lame à l'action d'un champ uniforme produit entre deux plateaux métalliques, et à vérifier qu'*après suppression du champ les faces de la lame retiennent, pendant un temps plus ou moins long, des charges libres.*

Nous avons répété cette expérience en nous entourant de certaines précautions. Un champ sensiblement uniforme est produit entre deux grands disques métalliques de 0^m,60 de diamètre (*fig.* 4) chargés symétriquement aux potentiels $+V$ et $-V$ et peu éloignés l'un de l'autre afin d'entraver autant que possible le renouvellement de l'air, l'accès des ions et des poussières. La lame d'ébonite saisie par une pince métallique est placée à égale distance

des deux plateaux chargés. Au moment voulu elle est entraînée hors du champ, puis conduite au-dessus d'un disque mn en relation avec l'électromètre. Ce disque est

Fig. 4.



protégé électrostatiquement par une zone de garde et un plateau métallique disposé parallèlement.

Nous avons pris une lame d'ébonite de 15^{mm} d'épaisseur et découpé dans cette lame diverses palettes sur lesquelles nous avons fait des mesures comparatives. Il importe pour cela que les mouvements donnés à la palette, au cours des opérations, s'accomplissent dans des conditions toujours identiques. Nous avons, dans ce but, disposé un guide et effectué avec précision l'entraînement de la lame ou son retournement face pour face.

La lame d'ébonite choisie pour la première expérience fut d'abord passée soigneusement au papier de verre aussi bien sur les faces que sur la tranche. Au début, la lame est en général fortement chargée; en la soumettant aux gaz de la flamme on la ramène très sensiblement à l'état neutre au cylindre de Faraday. Mais ce prétendu état neutre n'est le plus souvent qu'apparent; il peut arriver que la lame retienne des charges libres des deux signes produisant dans leur ensemble un effet nul au cylindre de Faraday. Nous l'avons constaté par une expérience

préliminaire consistant à présenter successivement près de *mn* les deux faces d'une palette passée aux gaz de la flamme et apparemment neutre. Dans l'expérience dont il s'agit nous avons eu la déviation -25 avec l'une des faces et $+15$ avec l'autre.

Pour fixer les idées, nous avons tourné la face portant les charges négatives du côté du plateau positif. Après 2 minutes, la lame a été entraînée au-dessus de *mn*. L'image de l'électromètre se déplaçant, on note sa position après 30 secondes, durée nécessaire pour l'amortissement des oscillations, puis, retournant la lame de 180° , on fait, après 30 autres secondes, une nouvelle lecture suivie d'un nouveau retournement, et ainsi de suite jusqu'à extinction du phénomène.

Voici les résultats obtenus pour des valeurs de $+V$ et de $-V$, potentiels des plateaux du condensateur, égales à 1500 volts,

Lectures sur la face -25 .	Lectures sur la face $+15$.
-60	$+45$
-45	$+35$
-38	$+31$
-36	
....	
-29	$+22$
-27	$+19$

Les derniers chiffres, lus au bout de 10 minutes, sont très voisins des nombres -25 et $+15$, ce qui montre que la lame, soustraite à l'action du champ, revient vers son état initial et que l'effet observé, dans les conditions décrites, est pratiquement indépendant de l'existence des charges libres constatées au début.

Dans une deuxième expérience nous avons suivi l'effet résiduel sans procéder au retournement de la lame. Celle-ci, après avoir séjourné dans le champ, est amenée dans la

zone *mn*; l'électromètre étant alors isolé, on lit les déplacements de l'image sur l'échelle de l'appareil; ces déplacements sont produits par la disparition lente des charges résiduelles.

Dans le Tableau ci-dessous sont notées, pour diverses valeurs du champ, aux temps indiqués dans la première colonne, les déviations observées, le champ agissant chaque fois pendant 4 minutes. Pour avoir les valeurs calculées nous avons multiplié les nombres de la première colonne par les rapports des potentiels, rapports égaux à $\frac{4}{3}$ et $\frac{5}{3}$.

Potentiels.					
Temps.	± 1500.	± 2000.		± 2500.	
		Obs.	Calc.	Obs.	Calc.
15 sec.....	56	72	78	92	93
30 »	70	91	90	120	117
45 »	77	103	103	132	128
1 min.	81	109	108	138	135
2 »	85,5	114	114	142	142

On pourrait déjà, par la comparaison des résultats observés et calculés, établir la loi de *proportionnalité de l'effet au voltage*; on pourrait trouver aussi une relation entre la charge résiduelle et le temps, mais les expériences qui vont suivre montrent qu'une pareille tentative est illusoire, à cause des effets de surface.

Rôle de la surface. — La répétition des expériences précédentes ne donne jamais tout à fait les mêmes résultats. Les variations de la température et de l'état hygrométrique ont déjà une répercussion sur le phénomène, mais les écarts provenant de ces variations extérieures sont négligeables par rapport à d'autres effets de surface.

On peut pour s'en rendre compte procéder par usure au papier de verre, lavage à l'eau, à l'alcool ou à la paraffine bouillante. Nous avons pratiqué surtout le paraffinage. En

comparant les résultats obtenus avec la palette d'ébonite passée au papier de verre (1^{re} colonne du Tableau ci-dessous) à ceux de la même palette passée à la paraffine bouillante (2^e colonne), nous trouvons une diminution notable de l'effet résiduel :

Temps.	Effet résiduel sur la lame	Effet résiduel sur la lame
	non paraffinée.	paraffinée.
15 secondes.....	50	10
30 » 	69	14
45 » 	80	17
1 minute.....	87	20
2 minutes.....	90	21

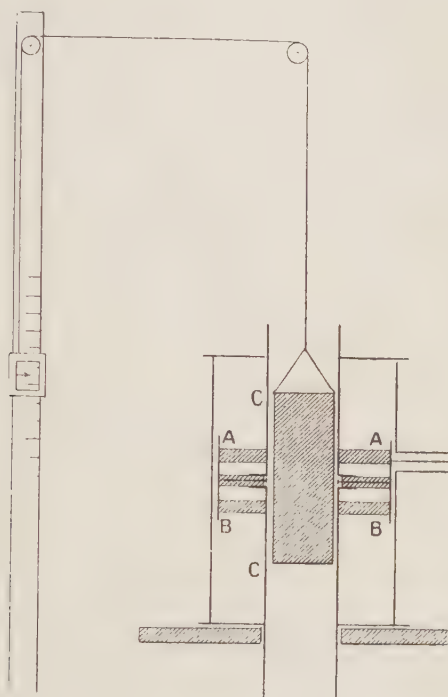
Pour nous renseigner sur l'origine de ces divergences, nous avons paraffiné tantôt les régions normales au champ (faces de la palette), tantôt les régions parallèles au champ (tranche de la palette); nous avons reconnu que le paraffinage de la tranche produisait un effet réel et que le paraffinage des faces était au contraire inefficace. Ceci s'explique par une mobilité des charges positives et négatives à la surface du diélectrique, cette mobilité atteignant sa plus grande valeur dans les régions où la surface, sillonnée par les charges, est parallèle au champ, et étant très sensiblement nulle dans les régions normales au champ.

2° *Expériences sur un cylindre d'ébonite.* — Pour nous en convaincre, nous avons mesuré l'effet d'influence sur un collier métallique entourant un cylindre d'ébonite, ce collier communiquant avec l'électromètre et pouvant se trouver en rapport avec les diverses sections du cylindre.

Le collier *mn* (*fig. 5*) est une couronne de laiton de 1^{mm} d'épaisseur et de 6^{mm} de diamètre intérieur, protégée par deux cylindres de garde C, C₁, très rapprochés du collier

afin de restreindre les dimensions de la zone diélectrique en relation avec l'électromètre.

Fig. 5.



Le déplacement du cylindre par rapport au collier produit sur l'électromètre des déviations dont le sens et l'intensité donnent, sinon la mesure rigoureuse de la distribution, du moins une indication suffisante de la répartition des charges et des changements qu'elle subit.

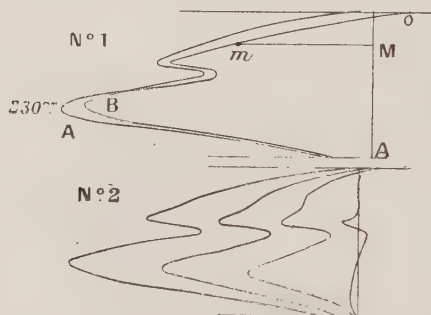
Le cylindre d'ébonite qu'on veut explorer est saisi à l'une de ses extrémités par une pince d'acier que l'on accroche ensuite à une suspension commandée par un curseur mobile le long d'une règle graduée. Ce dispositif

permet d'amener dans la zone utile les diverses sections du cylindre et de repérer les régions actives.

a. Déperdition spontanée. — Nous avons étudié d'abord les phases de la déperdition spontanée à l'abri de l'air sur un cylindre d'ébonite préalablement électrisé. Le cylindre muni de sa pince d'acier est suspendu à l'intérieur d'un écran métallique d'où il n'est retiré que pendant les quelques minutes nécessaires aux mesures.

L'effet de la déperdition est représenté par les courbes 1 et 2 (fig. 6). Les longueurs comptées de O vers A sont

Fig. 6.

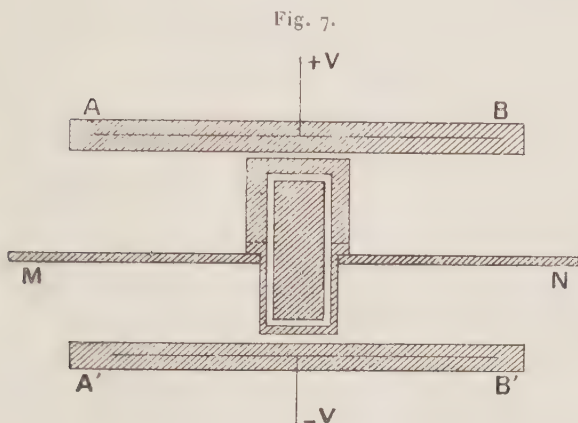


prises sur le cylindre à partir de la base supérieure. Les abscisses telles que Mm représentent les déviations lues sur l'échelle lorsque la zone M est en regard du collier.

Les courbes 1 se rapportent à des observations faites à trois jours d'intervalle. La déformation est à peine notable, ce qui veut dire que la déperdition à l'abri de l'air est très faible. Au contraire, la déperdition est rapide quand le cylindre d'ébonite est exposé à l'air. Les courbes 2 indiquent l'effet de cette déperdition après 20 minutes, puis 1 heure et enfin 24 heures d'abandon à l'air.

C'est donc surtout par neutralisation lente, sous l'action des ions de l'air, que l'ébonite perd son électrisation.

b. Distribution dans un champ. — Nous avons étudié ensuite les phases de la distribution dans un champ constant et uniforme. Ce champ est produit entre les deux armatures du condensateur déjà décrit (*fig. 2*). A égale distance des deux plateaux est disposé un grand disque d'ébonite MN (*fig. 7*) traversé en son centre par un étui



de paraffine servant d'enveloppe protectrice au cylindre d'ébonite soumis à l'action du champ.

Au moment voulu, on retire le cylindre d'ébonite de son enveloppe de paraffine et on l'examine à l'aide du collier.

Dans le Tableau ci-après, la première colonne indique les régions explorées, la deuxième donne la distribution sur le cylindre au début des opérations. Les colonnes suivantes représentent l'état de cette distribution après un séjour de 5 minutes, puis de 10 minutes et, enfin, de 60 minutes dans le champ. Potentiels des plateaux : $+^{\circ}2500$ volts, $-^{\circ}2500$ volts; distance des plateaux : 15^m .

Régions explorées. cm	Distribution initiale.	Distribution sous l'action du champ.		
		5 min.	10 min.	60 min.
0.....	0	— 100	— 145	— 210
1.....	+1	— 90	— 140	— 205
2.....	0	— 95	— 135	— 200
3.....	— 2	— 85	— 125	— 185
4.....	— 2	— 25	— 50	— 85
5.....	— 3	— 50	— 56	— 65
6.....	— 4	— 5	0	+ 10
7.....	— 4	+ 35	+ 60	+ 90
8.....	— 5	+ 45	+ 80	+ 120
9.....	— 6	+ 75	+ 125	+ 175
10.....	— 5	+ 115	+ 180	+ 250
11.....	0	+ 115	+ 195	+ 270

La représentation graphique est donnée par les courbes I (*fig. 8*) construites d'après les conventions déjà indiquées.

L'allure de ces courbes est la preuve du mouvement lent et continu des charges sur le diélectrique et de leur acheminement vers une distribution finale rappelant celle qui se produit sur les conducteurs métalliques.

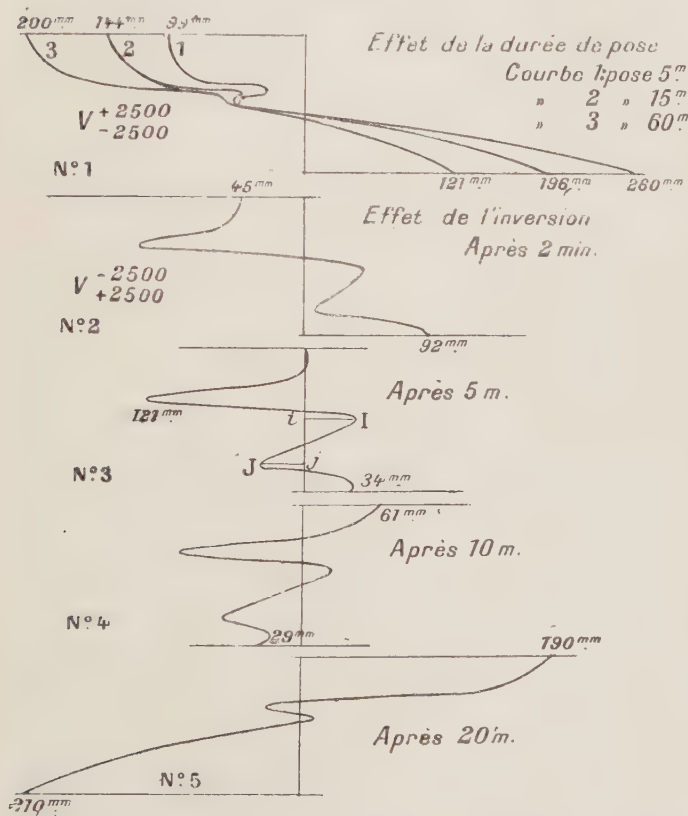
c. Inversion du champ. — Nous avons enfin examiné ce que devient la distribution lorsque, après avoir subi l'action d'un champ constant, le cylindre d'ébonite est brusquement soumis à l'action d'un champ inverse.

Quelques minutes après cette opération, la courbe distributive est totalement inversée (courbe 5); mais, avant sa transformation complète, la distribution traverse des phases intermédiaires (courbes 2, 3 et 4). Pour faire les mesures, nous avons chaque fois interrompu pendant quelques minutes le champ et procédé aussi rapidement que possible à une exploration par le collier.

Les effets observés confirment notre hypothèse sur l'existence de charges des deux signes et sur leur mobilité. Sous l'action du champ, ces charges s'accroissent

lentement vers les extrémités du cylindre ; quand le champ agit en sens inverse, les charges rebroussement chemin et se portent vers les extrémités opposées.

Fig. 8.



Rôle de la surface. — L'état de la surface est ici un facteur essentiel. Si, au lieu d'opérer sur un cylindre à parois polies, on opère sur un cylindre à parois paraffinées, les charges peuvent perdre toute mobilité, ce qui prouve que le phénomène observé dans l'expérience du collier n'intéresse que la surface. Dans le Tableau suivant, nous

mettons en regard les résultats obtenus sur un cylindre à parois d'abord polies, puis paraffinées. Dans chaque expérience, le champ n'a agi que pendant 5 minutes.

Régions explorées.	Cylindre à parois polies.		Cylindre à parois paraffinées.	
	Avant.	Après.	Avant.	Après.
cm				
0.....	0	—100	+5	— 2
1.....	+1	— 98	+1	— 7
2.....	0	— 95	0	— 8
3.....	—2	— 85	—3	— 5
4.....	—2	— 25	—5	— 3
5.....	—3	— 50	—4	—10
6.....	—5	+ 35	—3	+ 1
7.....	—6	+ 45	—1	+ 5
8.....	—5	+ 75	+1	+ 6
9.....	—4	+115	+3	+ 8
10.....	—1	+120	+4	+10
11.....	—2	+125	+3	+ 8

Les chiffres de la quatrième colonne (cylindre à parois paraffinées), comparés à ceux de la troisième colonne (distribution initiale), laissent entrevoir un léger effet sur l'origine duquel il est difficile de se prononcer; par contre, les chiffres de la deuxième colonne (cylindres à parois polies), comparés à ceux de la colonne précédente, ne laissent aucun doute sur l'existence d'une conductibilité superficielle avant le paraffinage.

Quant à la cause de cette conductibilité particulière, on ne peut l'attribuer vraisemblablement qu'à la présence accidentelle de traces conductrices à la surface (humidité, poussières, produits d'oxydation ou de sulfuration lentes), traces disparaissant par immersion dans la paraffine fondue.

L'expérience du collier ne décèle aucune conductibilité intérieure, mais il se peut que, dans un milieu aussi complexe que l'ébonite, le mécanisme de cette conductibi-

lité soit autre qu'à la surface. Il peut arriver, par exemple, que le déplacement des charges intérieures soit limité à de faibles parcours, à cause de l'obstacle opposé par des barrières isolantes internes. Une distribution dans un tel milieu serait évidemment peu accessible à l'examen du collier. Mais les résultats négatifs de cette expérience peuvent tenir aussi à un défaut de sensibilité de la méthode ou à l'incertitude provenant du temps perdu entre le moment où le cylindre d'ébonite est retiré du champ et celui où l'on commence à faire les premières mesures.

3° *Expériences sur une tige d'ébonite.* — Dans l'expérience suivante, faite sur une tige d'ébonite, nous avons comblé cette lacune, c'est-à-dire que nous avons établi ou supprimé le champ et fait les mesures nécessaires sans déplacer le diélectrique, *l'électromètre demeurant constamment isolé*. Nous avons, pour cela, adopté un dispositif laissant l'électromètre presque insensible à l'action des charges instantanées, mais sensible à des déplacements de charges résiduelles, s'effectuant sur de longs parcours.

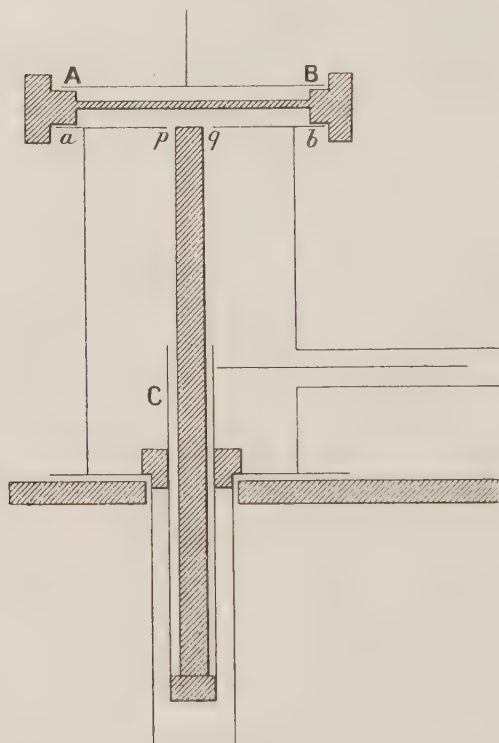
Un plateau métallique AB (*fig. 9*), relié à l'un des pôles de la batterie d'accumulateurs, est placé au-dessus d'un autre disque métallique *ab*, percé en son centre d'une ouverture circulaire *pq*. Un cylindre de Faraday, C, relié à l'électromètre, est placé au-dessous de *ab* assez bas pour qu'une charge communiquée à AB *n'influence pas l'électromètre* d'une manière sensible.

Par l'ouverture *pq* vient affleurer la section terminale d'une tige cylindrique métallique ou isolante de 30^{cm} de longueur, l'autre extrémité plongeant de 15^{cm} environ dans le cylindre de Faraday.

En opérant d'abord à vide, c'est-à-dire en l'absence de toute tige métallique ou isolante, la charge communiquée à AB ne produit, comme nous l'avons dit, qu'un déplace-

ment très faible de l'image (3^{mm} pour $V = 1500$ volts). Au contraire, avec la tige métallique, les charges de signe contraire à celles de AB sont refoulées jusque dans le

Fig. 9.



cylindre de Faraday et produisent un entraînement très visible de l'image (130^{mm} pour $V = 100$ volts).

A la tige métallique substituons maintenant une tige d'ébonite de mêmes dimensions et dépourvue initialement de toute charge libre. Après avoir isolé l'électromètre et chargé le plateau AB, on voit encore l'image se déplacer lentement sur l'échelle et tendre vers une position limite au voisinage de laquelle les mouvements deviennent

extrêmement lents. Si l'on supprime alors la charge de AB, l'image revient vers sa position initiale.

Voici, pour diverses valeurs du voltage, les lectures faites de minute en minute. La dernière lecture, faite au bout d'un temps assez long pour que l'image cesse de se déplacer, indique la limite atteinte. A côté des résultats observés nous avons mis les résultats calculés d'après la loi de proportionnalité de l'effet au voltage, laquelle se trouve encore satisfaite.

Temps.	V=100 volts.	V=200 volts.		V=300 volts.	
		Calc.	Obs.	Calc.	Obs.
1 minute.....	27	54	54	81	83
2 »	38	76	76	114	112
3 »	42	84	84	126	125
4 »	44	88	87	132	128
5 »	45	90	88	135	130
10 »	46	92	90	138	135

Les déviations extrêmes sont *inférieures à ce qu'elles seraient pour une tige métallique de mêmes dimensions que la tige d'ébonite*. Ainsi, pour $V = 100$ volts, nous avons obtenu, avec la tige métallique, la déviation 130, et, avec la tige d'ébonite, la déviation 46.

Le phénomène observé est encore ici de nature exclusivement superficielle; si la surface de la tige d'ébonite est préalablement lavée à la paraffine bouillante, l'effet est supprimé.

Le Tableau suivant se rapporte à deux expériences faites, l'une sur une tige d'ébonite non paraffinée, l'autre sur cette même tige après paraffinage. Pour observer l'effet sur l'ébonite non paraffinée, nous avons chargé AB à 300 volts. Après paraffinage, il a fallu élever le potentiel jusqu'à 3000 volts, avant d'apprécier un déplacement de l'image.

Temps.	Avant le paraffinage.	Après le paraffinage.
	$V = 300$ volts.	$V = 3000$ volts.
1 minute.....	83	6
2 »	112	8
3 »	125	9
4 »	128	10
5 »	130	10,5

Ainsi, les charges qui, dans cette expérience, agissent sur l'électromètre sont d'origine superficielle, et leur distribution se rapproche de celle d'une tige métallique. Mais *il n'y a pas identité entre les deux états d'équilibre*; les charges sur la baguette d'ébonite sont moindres (46 au lieu de 130 pour $V = 100$ volts) que sur une surface métallique.

D'ailleurs, cette expérience, pas plus que celle du collier, ne décèle l'effet interne. Dans l'effet de surface, les charges se déplacent sur des parcours étendus, mais les écarts observés, par comparaison avec la tige métallique, indiquent qu'il ne peut s'agir pour l'ébonite d'une conductibilité répartie régulièrement; on peut concevoir, tout au plus, une sorte de filtration de l'électricité par des sillons conducteurs superficiels. Quant à la conductibilité intérieure, si elle existe, elle ne donne lieu à aucun effet de ce genre, mais on peut encore avoir une explication si l'on imagine, comme nous l'avons déjà fait, que l'ébonite est formé de centres conducteurs de dimensions restreintes, séparés les uns des autres par un réseau isolant interne.

Résultats sur l'ébonite. — Nous venons d'exposer nos tentatives pour l'analyse des diverses manifestations résiduelles sur l'ébonite. La complication relative des expériences et la difficulté de tirer des conclusions décisives des résultats obtenus montrent qu'il y a peu à espérer, au

point de vue quantitatif, d'une étude sur les diélectriques solides aussi complexes que l'ébonite, par la voie directe consistant à prendre une lame à surface *non protégée* et à l'engager entre les armatures d'un condensateur.

Néanmoins, nous avons mis en lumière quelques faits importants dont nous nous servirons pour orienter dans la bonne voie la recherche des perfectionnements à apporter aux expériences. Nous avons reconnu, dans l'expérience de la palette, que l'effet résiduel dépendait en partie de l'état de la surface. D'autres expériences nous ont dévoilé le mécanisme des charges superficielles : nous avons reconnu à ces charges le pouvoir de se déplacer sur toute l'étendue du diélectrique ; nous avons constaté que le paraffinage supprime cette mobilité.

Nous sommes moins fixé sur l'effet qui subsiste après le paraffinage. L'expérience de la palette prouve seule que cette opération ne supprime pas entièrement le résidu. Il faut donc admettre l'existence d'au moins deux effets, l'un altérable par les actions superficielles, l'autre insensible à ces actions. Celui-ci est donc un effet interne.

Quant à la distribution intérieure, on ne peut la déceler commodément. Il semble qu'à l'intérieur de l'ébonite les déplacements dus à la conductibilité ont une amplitude moindre qu'à la surface, ce qui expliquerait l'insuccès de nos deux dernières tentatives (cylindre et tige).

Mais nous pouvons, dès maintenant, considérer l'effet de surface comme une indication utile du rôle des traces conductrices. Il est naturel de penser que, si de telles traces existent à la surface, elles peuvent exister aussi à l'intérieur et produire des effets analogues. Le mécanisme de la conductibilité superficielle, étudié avec soin dans ces expériences, est une contribution précieuse à l'étude du phénomène général.

Mais, avant d'aborder plus à fond cette question, nous allons montrer que les faits précédents ne se produisent pas nécessairement avec tous les diélectriques et que l'on peut trouver des milieux dépourvus de toute conductibilité apparente ou réelle aussi bien à la surface qu'à l'intérieur.

CHAPITRE II.

STABILITÉ DIÉLECTRIQUE DE LA PARAFFINE.

Les précédentes expériences ont révélé certaines qualités de la paraffine et, en particulier, la propriété que possède cette substance de supprimer toute conductibilité superficielle, tout au moins sur l'ébonite. Nous avons consacré le présent Chapitre à l'étude de ce diélectrique.

Il existe dans le commerce une multitude de variétés de paraffines obtenues en traitant les huiles lourdes de pétroles d'Amérique, d'Écosse et de Galicie; mais ces paraffines ne sont jamais dépouillées de carbures liquides et leur point de fusion est peu élevé (40° à 50°).

Nous avons recherché parmi les paraffines du commerce une substance plus dure et moins fusible que les produits ordinaires. Ces conditions sont réalisées à un très haut degré dans la *paraffine dure* extraite de l'ozokérite. Cette paraffine est fusible vers 72° , son grain est brillant et cristallin, son origine et son mode d'extraction la mettent tout à fait à part dans le groupe des paraffines commerciales; elle est aussi exempte que possible de carbures liquides, et c'est à cette particularité qu'elle doit cette *stabilité diélectrique* exceptionnelle qui, dès le début, a attiré notre attention.

Des essais préliminaires nous avaient déjà montré que, en disposant entre les plateaux d'un condensateur un disque de paraffine dure, ce diélectrique se comportait

autrement que l'ébonite et ne *prenait sur ses faces aucune charge résiduelle*. Par l'expérience du collier, nous avons constaté aussi que les charges développées par frottement sur un cylindre de paraffine sont *dépourvues de toute mobilité* dans un champ élevé. Voici, par exemple, les résultats d'une expérience sur un cylindre de paraffine possédant initialement des charges libres superficielles (1^{re} colonne du Tableau ci-dessous), puis maintenu pendant 1 heure entre les plateaux d'un condensateur chargés aux potentiels + 3500 et — 3500 volts.

Régions.	Distribution initiale.	Distribution finale.
cm		
0.....	—25	—29
1.....	+10	+10
2.....	—70	—63
3.....	—46	—42
4.....	—23	—22
5.....	—21	—27
6.....	—22	—21
7.....	—28	—32
8.....	—30	—36
9.....	+ 5	+ 3
10.....	+17	+13
11.....	+ 9	+15

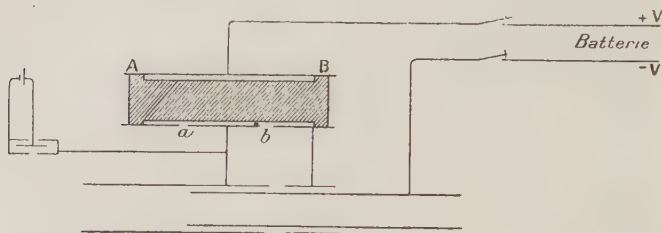
Il est remarquable que, sous l'action d'un champ aussi élevé, agissant pendant un temps aussi long, la distribution soit si peu modifiée. Les charges libres développées à la surface sont, pour ainsi dire, *figées* dans la paraffine.

En présence de ces résultats négatifs et avant de conclure à l'absence de tout résidu dans la paraffine, nous avons soumis cet isolant à un examen électrométrique plus rigoureux.

Nous nous sommes servi pour cela d'un condensateur à anneau de garde dont l'armature AB (*fig. 10*) est reliée à l'un des pôles de la batterie d'accumulateurs et l'arma-

ture ab à l'une des paires de quadrants d'un électromètre Curie. Un commutateur approprié permet de charger le condensateur et d'isoler l'électromètre aussitôt après.

Fig. 10.



Avec ce même commutateur on peut faire la manœuvre inverse, c'est-à-dire supprimer la charge de l'électromètre, puis celle du condensateur et isoler de nouveau l'électromètre. Quand l'intervalle des armatures est occupé par un diélectrique à résidu, la première manœuvre est suivie d'un effet dû à la charge lente, lequel se manifeste sur l'électromètre; la deuxième manœuvre est suivie de l'effet de décharge lente, effet inverse du précédent. Si, au contraire, le diélectrique est exempt de résidu, cas réalisé pratiquement avec le condensateur à air, ni l'une ni l'autre des deux manœuvres précédentes n'entraîne d'effet sensible à l'électromètre.

Ayant d'abord fait une expérience sur le condensateur à air, afin de nous assurer que tout se passe normalement, nous avons répété l'expérience sur un disque de paraffine de 1^{cm} d'épaisseur introduit entre les deux armatures. Les faces de ce disque sont légèrement évidées; de cette manière le diélectrique ne repose que sur l'anneau de garde et aucun contact n'existe entre le diélectrique et l'armature reliée à l'électromètre; quant au plateau chargé, il ne touche pas la paraffine.

Après avoir chargé le condensateur, puis isolé l'électromètre, nous n'avons constaté, même aux hauts voltages

(7500 volts) et malgré une attente aussi longue qu'on peut se le permettre avec un électromètre très sensible, aucune modification apparente de la capacité du condensateur. *Tout se passe rigoureusement comme avec l'air.*

Mais, malgré la rapidité des manœuvres, il existe pourtant un faible délai ($\frac{1}{10}$ de seconde environ) entre le moment où l'on charge le condensateur et celui où l'on isole l'électromètre. On peut objecter qu'un effet résiduel se produit dans ce faible intervalle et que la charge maximum du condensateur est déjà atteinte au moment où l'on isole l'électromètre. Pour lever cette objection il faut pouvoir isoler l'électromètre avant de charger le condensateur. Cette opération n'est possible qu'à la condition d'opposer au condensateur plan, chargé à $+V$, un condensateur à air de capacité variable chargé à un potentiel contraire et réglé de manière que la somme des charges induites sur l'électromètre soit nulle. Un système de connexion à deux contacts permet de charger ou de décharger les deux capacités à la fois ⁽¹⁾.

Pour le réglage de l'équilibre, on opère ainsi : après avoir isolé l'électromètre, on charge à la fois les deux condensateurs ; en général, l'image reçoit une forte impulsion ; en agissant sur la capacité variable, on ramène l'image au zéro ; pour qu'elle s'y maintienne, il faut que les capacités conservent leur valeur. S'il y a un effet résiduel sur l'un des condensateurs, l'équilibre ne peut être maintenu qu'à la condition de neutraliser à tout instant les charges résiduelles à l'aide de la capacité variable. Si, au contraire, l'équilibre une fois réalisé se maintient indéfiniment, si, de plus, l'électromètre ne subit aucune perturbation par la charge ou la décharge simultanée des deux capacités, on

(1) Cette double connexion se fait par un basculeur à deux pointes d'acier plongeant dans du mercure très propre. En réglant le niveau du mercure dans les godets, on réalise la simultanéité presque rigoureuse des deux contacts.

peut dire que les charges sont prises ou cédées par les deux condensateurs dans un temps négligeable, c'est-à-dire qu'il n'y a pratiquement aucun effet résiduel dans les condensateurs.

Ces conclusions ont été entièrement confirmées par l'expérience en ce qui concerne la paraffine. L'équilibre des capacités a été obtenu rigoureusement, non seulement avec les condensateurs à air, mais encore quand l'un des condensateurs est muni du disque de paraffine. On peut donc dire que *la paraffine dure extraite de l'ozokérite se comporte, à la température ordinaire, comme un diélectrique théorique, c'est-à-dire comme un milieu isolant dépouillé de tout résidu.*

L'absence totale de résidu dans la paraffine doit être aussi rapprochée du fait déjà signalé : savoir, que la distribution des charges sur la paraffine ne se modifie pas sous l'action du champ.

On doit aussi s'attendre à ce qu'il n'y ait pas davantage de résidu quand les armatures du condensateur touchent la paraffine. C'est ce que nous avons vérifié en appliquant directement les plateaux métalliques sur un disque de paraffine ayant des faces bien planes, ou, ce qui vaut mieux, en soudant à chaud le diélectrique au métal.

Résultats sur la paraffine. — Ainsi, tandis qu'avec l'ébonite les manifestations résiduelles sont diverses et complexes, avec la paraffine dure les résultats sont au contraire remarquablement simples. Dans ce diélectrique n'apparaît aucun des effets parasites qui accompagnent habituellement l'effet inducteur. Cette substance paraît dépourvue de toute conductibilité appréciable. Les charges développées par frottement à la surface sont pour ainsi dire figées dans la matière; elles résistent à l'entraînement des champs les plus puissants.

Si, dans la plupart des cas, on est réduit, pour la mesure du pouvoir inducteur des solides, à considérer celui-ci

comme la limite d'un effet variable avec le temps, il n'en est plus ainsi pour la paraffine dure. L'effet inducteur, à la température ordinaire, prend dès le début de la charge sa valeur définitive; sa comparaison avec l'effet inducteur de l'air peut donc se faire par l'équilibre *instantané* et *permanent* de deux capacités, l'une à air, l'autre à paraffine.

Il reste à voir si cette stabilité exceptionnelle tient à la qualité du diélectrique, ou peut être influencée par des changements physiques opérés dans le milieu sous l'action de la température ou de toute autre cause. Nous avons consacré le Chapitre suivant à l'étude des effets de la température.

CHAPITRE III.

INFLUENCE DE LA TEMPÉRATURE.

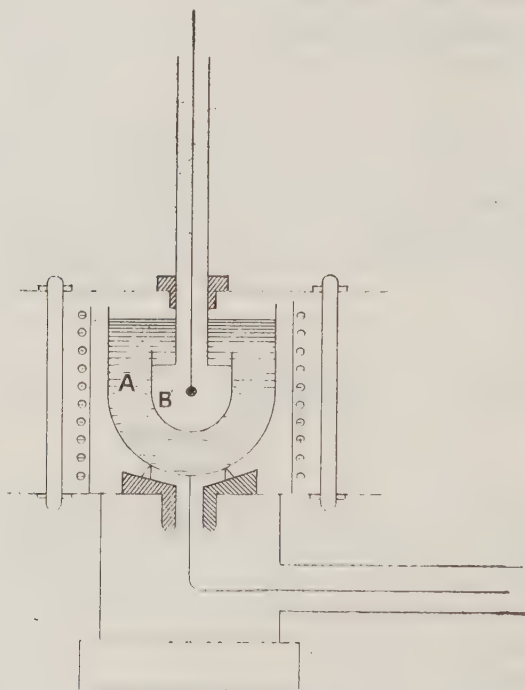
1° *Effets résiduels au voisinage de la fusion de la paraffine.* — Pour étudier l'influence de la température, nous avons provisoirement renoncé au non-contact. Il eût été difficile en effet de maintenir cette condition pendant la fusion du diélectrique.

La paraffine, d'abord coulée, puis solidifiée entre les armatures d'un condensateur, a été progressivement ramenée à l'état liquide par échauffement des armatures.

Une coupelle de laiton A (*fig. 11*), reposant sur trois pointes de quartz, est reliée à l'électromètre. Au centre est une coupelle B de dimensions moindres, communiquant avec la source de potentiel. Le condensateur est à l'intérieur d'une étuve électrique. En réglant l'intensité du courant dans la résistance, on peut faire varier la température et la maintenir constante à tous les degrés. Un thermomètre, dont le réservoir plonge jusqu'au fond de la cou-

pelle B, indique une température très voisine de celle qui règne au sein du diélectrique.

Fig. 11.



Aucun effet résiduel n'est apparu tant que la température est demeurée au-dessous de 30° . Au-dessus de cette température, un faible courant commence à s'amorcer. En chargeant le condensateur et isolant l'électromètre, l'image se déplace très lentement. Ce déplacement s'accélère quand on approche du point de fusion. Enfin, à 75° , le diélectrique, complètement fondu, n'offre plus aucun obstacle au passage de l'électricité.

Nous avons au début chargé l'armature A à 100 volts et mesuré les effets jusqu'à $52^{\circ},8$. A partir de cette tem-

pérature les déplacements de l'image dépassent les limites de l'échelle, ce qui oblige à recourir à des potentiels moindres.

Voici les résultats obtenus, la première colonne indiquant le moment des lectures à partir de l'excitation du champ :

Temps.	Températures.			
	45°.	51°.	51°, 5.	52°, 8.
15 secondes.....	30	85	100	130
30 » 	37	120	145	170
45 » 	40	140	175	200
1 minute.....	42	165	200	220
2 minutes.....	45	220	»	»

Nous avons ensuite opéré à 4 volts. A la température ordinaire, la charge instantanée à ce potentiel produit une dérivation de 53^{mm} sur l'échelle de l'électromètre. Ce déplacement laissant une certaine marge pour la mesure de l'effet résiduel, on peut continuer, aux températures plus élevées, à isoler l'électromètre avant de charger le condensateur. Les chiffres suivants, obtenus en procédant de cette manière, mesurent donc l'effet résiduel accru de l'induction instantanée. Comme précédemment les déviations croissent très rapidement avec la température et dépassent les limites de l'échelle au voisinage de 58°.

Temps.	Températures.			
	53°.	54°.	56°.	58°.
15 secondes.....	60	65	77	90
30 » 	63	69	82	105
45 » 	64,6	72	88	119
1 minute.....	69	74	94	130
2 minutes.....	70	80	108	170
3 » 	»	83	118	202
4 » 	»	»	125	229
5 » 	»	»	131	254

Nous avons opéré enfin à 0,6 volt et mesuré comme précédemment l'action inductive accrue de l'effet résiduel. Les résultats obtenus ont été les suivants :

Temps.	Températures.		
	63°.	67°.	75°.
15 secondes.....	10	16	24
30 » 	12	27	44
45 » 	14	40	65
1 minute.....	16	50	85
2 minutes.....	25	84	150
3 » 	32	110	215
4 » 	37	132	267
5 » 	40	150	305
10 » 	»	200	319

Pour 0,6 volt l'induction instantanée n'est plus représentée sur l'électromètre que par la déviation 8^{mm}. D'autre part, en reliant directement la paire de quadrants à la source de potentiel, on a la déviation 320^{mm}, déviation voisine de celle qu'on atteint à 75° en chargeant le condensateur et mesurant sur l'électromètre les charges induites.

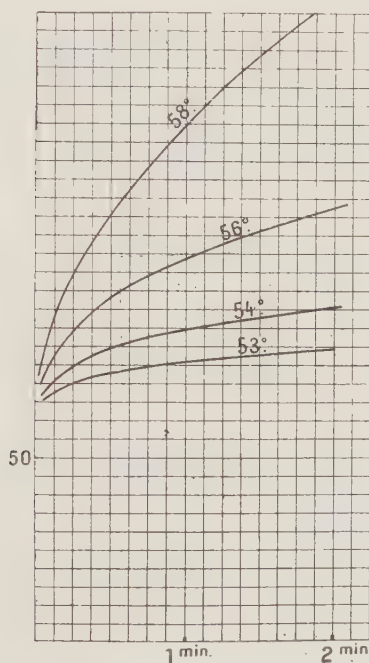
Des trois séries précédentes on peut tirer les conclusions suivantes :

1° Dans les mesures faites à 100 volts, l'effet résiduel, déjà très net vers 45°, ne dure qu'un temps très court (2 minutes); son intensité croît très rapidement avec la température. Mais les déviations ne dépassent pas une certaine limite, *toujours beaucoup plus petite* qu'elle serait si l'on reliait directement l'électromètre à la source de potentiel; en d'autres termes, *le diélectrique ne se laisse pas traverser par l'électricité* et se comporte encore, malgré l'effet résiduel, comme un réel isolant.

2° Pour $V = 4$ volts, l'effet inducteur, exempt de tout résidu, produit la déviation 53^{mm}. Les courbes tracées à diverses températures, en prenant pour abscisses les durées et pour ordonnées les déviations (*fig. 12*), ont une ordon-

née à l'origine commune égale très sensiblement à 53^{mm} . Ainsi, *la température influe très énergiquement sur l'effet résiduel, mais n'agit pas d'une manière appré-*

Fig. 12.



ciable sur la charge instantanée et par suite sur la valeur de la constante diélectrique. Ce fait, déjà observé par M. E. Bouty et M. J. Curie, démontre une fois de plus l'indépendance des effets de la charge instantanée et de la charge lente.

3° Enfin, pour $V = 0,6$ volt et pour des températures inférieures au point de fusion, les déviations dues à la charge lente demeurent inférieures à 320^{mm} , c'est-à-dire que *l'électromètre ne prend pas le potentiel de la source*; mais, quand on dépasse le point de fusion, la dé-

viation qui suit la charge du condensateur finit par atteindre la valeur 320, c'est-à-dire que l'électromètre prend le potentiel de la source ou encore que *le diélectrique cesse de se comporter comme un isolant*. D'autre part, les courbes de variation de la charge lente avec le temps ont une ordonnée à l'origine voisine de 8^{mm}, ce qui montre que *la fusion de la paraffine, pas plus que l'élévation de température, ne paraît modifier beaucoup la valeur de la constante diélectrique*.

Ainsi, à la température ordinaire, l'effet résiduel dans la paraffine dure est nul et le diélectrique n'agit que par son pouvoir inducteur. Avant le point de fusion, la charge du condensateur se poursuit au delà de la charge instantanée, mais le diélectrique oppose encore un obstacle absolu au passage de l'électricité. Enfin, au delà de la fusion, les charges traversent le diélectrique et se répandent sur l'électromètre.

On est porté à rattacher les faits précédents à la production de phases intermédiaires entre l'état solide et l'état liquide dans la paraffine. Cette substance ne peut être en effet considérée comme un corps pur et homogène; elle est en réalité un mélange de plusieurs carbures dont quelques-uns sont fusibles au-dessous de 72°. Avant la fusion complète, l'isolant a donc la constitution d'un milieu hétérogène formé de particules liquides conductrices distribuées dans une masse encore solide et isolante. Les charges mises en jeu par conductibilité dans ces particules liquides ne peuvent librement atteindre l'électromètre que lorsque le réseau isolant qui les contient est rompu, c'est-à-dire au voisinage de la fusion complète.

2° *Influence du refroidissement*. — Nous nous sommes demandé si par refroidissement on ne pourrait pas diminuer et même annuler le résidu des diélectriques possédant des qualités résiduelles notables à la température ordinaire.

Nous avons d'abord opéré sur de la paraffine jaune, substance très riche en carbures liquides et riche par suite en résidus. Nous avons ensuite soumis au refroidissement un diélectrique liquide, l'huile de vaseline, sur lequel on observe aussi le phénomène de la charge lente à la température ordinaire.

a. Paraffine jaune. — Pour étudier l'effet du refroidissement, nous avons donné à l'armature B de l'appareil précédent la forme d'une large éprouvette de laiton entourée de feutre et pouvant contenir divers mélanges réfrigérants.

Dans l'intervalle des armatures, nous avons coulé la paraffine jaune fondue et abandonné la substance au refroidissement. Une première mesure a été faite à 19° sous un potentiel de 100 volts (première colonne du Tableau ci-dessous); nous avons introduit ensuite dans l'armature réfrigérante un mélange de glace et de sel marin et obtenu ainsi, pendant plusieurs minutes, une température constante voisine de — 5°; les effets à cette température sont indiqués dans la deuxième colonne. Enfin le diélectrique a été refroidi jusque vers — 80° par un mélange de neige carbonique et d'acétone. Voici les résultats :

Temps.	Températures.		
	19°.	— 6°.	— 80°.
15 secondes.....	50	10	3
30 » 	70	14	5
45 » 	90	16	»
1 minute	117	17	6
2 minutes.....	160	20	8
10 » 	180	24	10

On voit d'après ces chiffres que l'effet résiduel s'amoindrit considérablement par le froid. A la température d'un mélange de neige carbonique et d'acétone, le résidu total n'est plus qu'une fraction très petite ($\frac{4}{200}$ environ) de la charge instantanée.

b. Huile de vaseline. — Pour l'huile de vaseline, nous avons d'abord opéré à 19° et sous un potentiel de 100 volts (première colonne du Tableau ci-dessous), puis par refroidissement sous l'action d'un mélange de neige carbonique et d'acétone. Au bout de quelques instants, la congélation étant achevée, nous avons constaté encore une réduction intense du résidu. Pourtant celui-ci n'est pas complètement annulé; la stabilité du diélectrique à cette basse température ne saurait, malgré tout, être comparée à celle de la paraffine.

Temps.	Températures.	
	19°.	—80°.
15 secondes.....	24	4
30 »	46	6
45 »	73	7
1 minute	100	7,5
2 minutes.....	195	8,5
10 »	»	14

c. Eau et glace. — Nous avons incidemment abordé le cas de l'eau et de la glace. Après avoir versé dans la coupelle de laiton de l'eau distillée ordinaire, nous avons chargé le condensateur à 0,6 volt et isolé l'électromètre; il s'est produit une déviation de 320^{mm}. Or, on atteint cette déviation en chargeant directement la paire de quadrants à 0,6 volt. L'eau distillée se comporte donc, dans cette expérience, comme un conducteur ordinaire.

Après avoir introduit dans le tube B le mélange de neige carbonique et d'acétone nous avons pu observer un effet résiduel, c'est-à-dire qu'en isolant l'électromètre et chargeant le condensateur nous avons vu l'image se déplacer, d'abord très rapidement sous l'action des charges instantanées, puis lentement sous l'action des charges résiduelles. Au bout de 10 minutes, l'image atteint la position 320^{mm} et demeure immobile. Les positions intermédiaires sont les suivantes :

Temps.	Température —80°.
30 secondes.....	285
45 » 	291
1 minute	296
2 minutes.....	304
3 » 	308
4 » 	311
5 » 	313
10 » 	319

Ainsi, la phase de charge lente inaccessible aux mesures à la température ordinaire à cause de sa trop courte durée est visible aux très basses températures; mais l'effet des charges résiduelles est tellement rapide au début de la charge, qu'il est difficile d'avoir, même à —80°, une bonne valeur du terme relatif à l'induction instantanée.

Résultats de l'étude qualitative. Applications. — Les deux cas que nous venons d'examiner, ébonite et paraffine, sont les deux termes extrêmes de notre étude qualitative. Dans l'ébonite viennent s'accumuler tous les effets des diélectriques : charges instantanées et charges lentes; effet de surface et effet de volume. Nous avons trouvé que l'effet de surface sur une lame d'ébonite peut être détruit par le paraffinage et qu'il existe un effet de volume insensible aux actions extérieures.

Dans la paraffine dure extraite de l'ozokérite, les effets sont au contraire d'une remarquable simplicité à la température ordinaire. En dehors de son action inductive, ce diélectrique ne manifeste aucune propriété anormale; les charges libres, tant à la surface qu'à l'intérieur, sont dépourvues de toute mobilité sous l'action des champs les plus puissants. Néanmoins cette stabilité diélectrique ne résiste pas à une élévation de la température. A l'état liquide, la paraffine est conductrice et, dans la phase de semi-fusion, il se produit des effets résiduels anormaux, intermédiaires. Ainsi, *toutes les manifestations transi-*

toires entre un diélectrique théorique et un conducteur se rencontrent quand on élève progressivement la température de la paraffine dure. Avant le moment où le milieu livre définitivement passage au courant, les charges mobilisées dans la masse isolante subissent d'abord un premier entraînement sans pouvoir toutefois franchir entièrement l'obstacle; ceci est la phase résiduelle sans transmission directe de l'électricité entre les armatures; puis survient la phase liquide, au cours de laquelle on voit se manifester les caractères d'une conductibilité normale avec passage de l'électricité de l'une à l'autre des armatures.

Dans les mesures quantitatives que nous allons entreprendre, nous tiendrons compte des résultats acquis, c'est-à-dire que nous opérerons sur des diélectriques astreints non seulement au non-contact, mais protégés encore par une couche de paraffine adhérente à la surface⁽¹⁾. Cette protection est une garantie de la stabilité des phénomènes que nous nous proposons de mesurer.

Nous procéderons de même pour les diélectriques pulvérulents et liquides. Dans ce cas, il nous suffira d'enfermer la substance dans une *cellule* de paraffine et d'effectuer sur ces cellules les mesures ordinaires.

(1) Pour la préparation d'un disque d'ébonite, nous avons procédé ainsi. Dans un récipient métallique à fond plat portant trois pointes métalliques, nous avons posé le disque d'ébonite, puis versé la paraffine bouillante. Comme la paraffine liquide est conductrice, cette immersion, surtout si l'on a soin d'agiter le liquide, fait disparaître les charges attachées aux parois de l'ébonite. Après refroidissement, la masse se détache aisément par suite du retrait. On plane soigneusement les faces dans une direction parallèle au disque d'ébonite. Si ce travail est fait avec soin, on peut mesurer avec précision l'épaisseur de la couche de paraffine et obtenir de bonnes données pour les calculs.

Nous avons préparé de même les cellules de paraffine destinées à contenir les échantillons pulvérulents ou liquides.

TROISIÈME PARTIE.

Étude quantitative.

CHAPITRE I.

APPAREILS DE MESURE.

Nous venons de voir que, si une lame diélectrique solide exposée à l'action du champ est protégée par une couche de paraffine dure supprimant le contact direct avec les armatures, le milieu est le siège d'effets résiduels indépendants de toute action de surface. Nous nous proposons dans ce Chapitre de soumettre ces effets à une étude quantitative précise.

Nous avons pour cela adopté un procédé de mesure basé sur l'emploi de l'électromètre et permettant d'évaluer en valeurs absolues les charges instantanées ou résiduelles d'un condensateur.

Principe de la méthode. — Sur le circuit d'une force électromotrice constante sont disposées en tension deux capacités C et C' . Un électromètre établi en dérivation entre A , milieu de la batterie d'accumulateurs, et B , armature commune aux deux condensateurs, indique la différence de potentiel entre ces deux points.

Si V et V' sont les potentiels rapportés au point A des deux extrémités de la batterie, on a comme condition d'égalité des potentiels en A et B

$$CV = C'V',$$

laquelle, pour $V = V'$, se réduit à

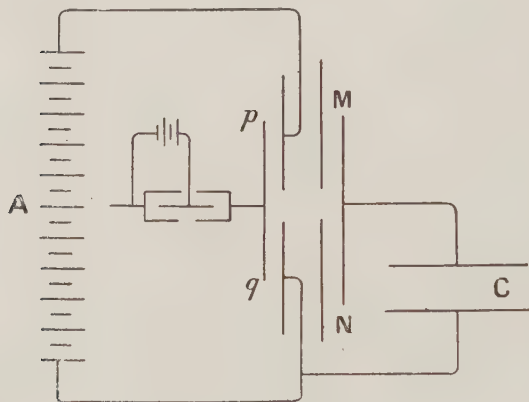
$$C = C'.$$

Si à un moment l'une des capacités, C par exemple, subit des variations, C' demeurant constant, les potentiels en A et B cessent d'être égaux et l'aiguille de l'électromètre dévie. Pour avoir de nouveau l'équilibre, il faut agir sur la capacité C' jusqu'à rétablir l'égalité précédente.

La capacité C est un condensateur plan, muni ou non d'une lame diélectrique. Quant à C' (compensateur), c'est une capacité cylindrique variable, l'une des armatures étant mobile par rapport à l'autre.

Pour des raisons données plus loin, le condensateur C' est une double capacité cylindrique ayant une armature fixe pq et deux armatures mobiles solidaires M et N (fig. 13). La capacité C est en dérivation sur l'une des

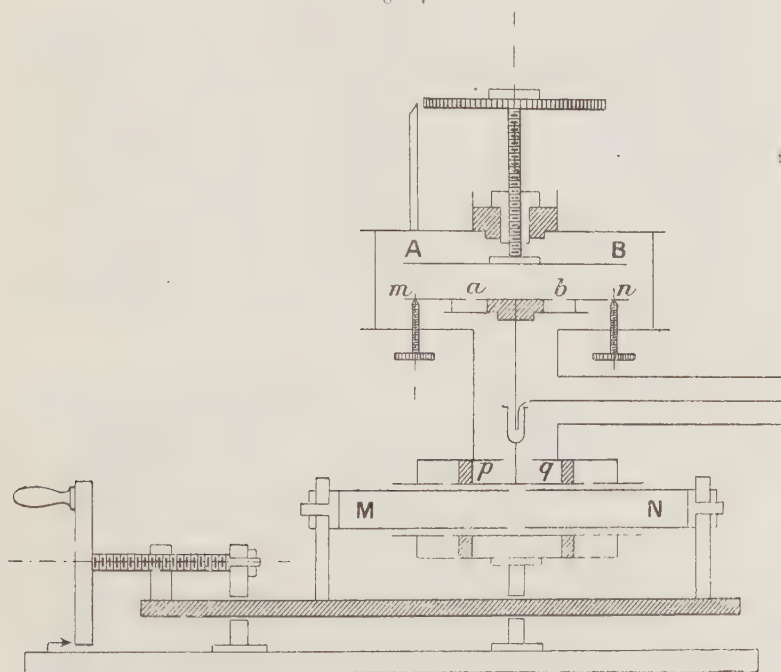
Fig. 13.



moitiés du compensateur; de cette manière on peut équilibrer le circuit en l'absence de la capacité C et à l'aide du compensateur seul. Si la capacité C est introduite alors dans le circuit, il faut donner au compensateur un certain déplacement Δ pour rétablir l'équilibre. Ce déplacement permet, comme on le verra, d'exprimer la capacité C en valeur absolue.

Description des appareils. — 1° Condensateur plan. — L'armature reliée à la batterie est un disque horizontal AB mobile, commandé par une vis au millimètre et un tambour portant 100 divisions (*fig. 14*). L'armature opposée reliée à l'électromètre est un plateau muni d'une couronne de garde posée sur trois vis calantes et pouvant, par suite, coïncider exactement avec le plan du plateau.

Fig. 14.



2° Compensateur. — Cette capacité joue le rôle d'une balance électrostatique. Les deux armatures cylindriques M et N sont aux potentiels $+V$ et $-V$. L'armature pq , reliée à l'électromètre, est munie de cylindres de garde. Les cylindres M et N sont séparés par une discontinuité de 1^{cm} environ occupée par de l'air. La région radiale du

champ ne commence donc qu'à une certaine distance de la région discontinue. Les dimensions de l'appareil sont établies de façon à n'avoir pas à nous préoccuper de la zone non radiale dans l'établissement de la formule de l'appareil. Ces armatures sont vissées à deux supports verticaux, montés eux-mêmes sur une forte plaque d'ébonite qu'un chariot entraîne parallèlement à AB. L'entraînement se fait par une vis au millimètre, munie d'un tambour portant 100 divisions.

3° *Électromètre et connexions.* — L'équilibre est indiqué par un électromètre Curie. L'une des paires de quadrants reçoit la charge, l'autre paire de quadrants est reliée à la cage. L'aiguille très plane est une lamelle de mica évidée, tapissée d'une feuille d'aluminium très mince. La suspension est en fil d'argent de 0^{mm},02 de diamètre; elle est maintenue au potentiel de 100 volts. Le miroir a un rayon de 2^m. L'appareil indique des variations de $\frac{1}{500}$ de volt par millimètre de l'échelle.

L'opération consistant à isoler ou à décharger la paire de quadrants se fait par le jeu d'une petite tige de platine, commandée à distance par un électro-aimant et disposée bien normalement par rapport à une petite plate-forme de platine. Le contact de l'aiguille et de la plate-forme produit la décharge de l'électromètre.

Un commutateur à double prise permet de charger ou de décharger à la fois les deux capacités. Le contact se fait par deux pointes d'acier plongeant bien normalement dans du mercure très propre. En réglant convenablement le niveau du mercure dans les godets, on obtient la simultanéité des deux contacts.

Un système de connexions permet de charger; ensemble ou séparément, les deux capacités et d'inverser à volonté le signe de la charge.

Le réseau des fils de connexion est protégé électro-

statiquement par un écran relié à la cage de l'électromètre.

Formule de l'appareil. — Appelons :

C_0 la capacité par unité de longueur du condensateur plan;

R le rayon intérieur de pq (armature externe);

r le rayon extérieur de M et N (armatures internes);

$+V$ le potentiel de M , $-V$ celui de N .

Dans l'expression de la charge totale induite sur pq figurent des termes relatifs à M et N . A cause de la région non radiale dont nous avons parlé, la formule élémentaire donnant la capacité d'un condensateur cylindrique ne peut s'appliquer en tous points de M et de N . Nous appellerons l et l' les étendues sur lesquelles peuvent s'appliquer les formules théoriques. La charge induite sur pq , maintenue au potentiel zéro par l'armature M portée au potentiel V , a donc pour expression

$$(C_0 l + \rho)V,$$

le terme $C_0 lV$ correspondant à la zone radiale et le terme ρV à la zone non radiale pour l'armature M .

De même les charges induites par l'armature N ont pour expression

$$-(C_0 l' + \rho')V',$$

l' et ρ' ayant même signification que l et ρ .

Si les armatures mobiles sont parfaitement centrées et disposées bien symétriquement par rapport à pq , si de plus $V = V'$, on a aussi

$$\rho = \rho' \quad \text{et} \quad l = l'.$$

En entraînant les armatures solidaires dans un sens ou dans l'autre à partir de la position définie par ces nouvelles conditions, la somme des charges induites sur pq sera positive ou négative suivant le sens de l'entraînement.

Soit Δ cet entraînement; si Δ est petit par rapport aux dimensions de pq , la forme du champ n'est pas modifiée dans la région non radiale; on peut donc encore représenter par $+\rho V$ et $-\rho V$ les charges induites sur pq dans la zone en question. La charge induite totale sera donc

$$[C_0(l + \Delta) + \rho]V - [C_0(l - \Delta) + \rho]V,$$

c'est-à-dire

$$2C_0\Delta V.$$

Ainsi se trouvent éliminés les termes relatifs aux charges induites dans la zone non radiale. Cette élimination est la conséquence de la symétrie observée dans la construction du compensateur. Cet appareil permet donc, non seulement d'équilibrer, mais aussi de mesurer en valeur absolue, à l'aide de Δ , une capacité quelconque.

Soit, par exemple, à évaluer la capacité du condensateur plan C , l'intervalle des armatures étant occupé par un diélectrique sans résidu, air ou paraffine dure. On procédera de la manière suivante :

L'équilibre du pont est réglé à l'aide du compensateur seul. Pour cela, après avoir isolé l'électromètre, on charge au même instant les armatures M et N aux potentiels $+V$ et $-V$. En général, l'image s'écarte de sa position initiale; on l'y ramène en manœuvrant le chariot. Cette opération fixe la position du zéro du compensateur et nous place dans les conditions où l'on a très sensiblement $\rho = \rho$ et $l = l'$; ceci résulte du soin tout particulier apporté au centrage des diverses parties du compensateur et de ce qu'on suppose toujours $V = V'$ ⁽¹⁾.

(1) Pour réaliser cette condition, on peut user du procédé habituel consistant à prendre comme origine de potentiel le milieu de la batterie d'accumulateurs et les potentiels $+V$ et $-V$ aux deux extrémités. Mais, quand on opère à haute tension pendant un temps assez long, l'égalité des potentiels ne se maintient pas rigoureusement, à cause

On introduit ensuite, dans le circuit, le condensateur plan en reliant le plateau ab à l'une des armatures M ou N du compensateur. L'électromètre étant isolé, on charge les capacités; l'image s'écarte de nouveau de sa position d'équilibre; pour l'y ramener, il faut entraîner le chariot d'une quantité Δ par rapport à la position définie par le premier réglage.

Soient alors S_0 l'aire du disque ab en relation avec l'électromètre; E la distance des deux armatures.

L'équation d'équilibre est

$$[C_0(l + \Delta) + \rho]V = \left[\frac{S_0}{4\pi E} + C_0(l - \Delta) + \rho \right] V',$$

équation ne dépendant que du rapport $\frac{V}{V'}$.

Si l'on a

$$V = V',$$

l'équation se réduit à

$$2C_0\Delta = \frac{S_0}{4\pi E}$$

et est indépendante de V .

D'ailleurs,

$$\frac{1}{2C_0} = \text{Log nép. } \frac{R}{r}$$

et

$$S_0 = \frac{\pi d^2}{4},$$

des pertes par défaut d'isolement pouvant affecter inégalement les deux moitiés de la batterie. Dans ce cas, pour maintenir rigoureusement l'égalité $V = V'$, on fait débiter la batterie dans une forte résistance métallique de l'ordre du mégohm dont le milieu est relié à la terre et les extrémités aux armatures du compensateur.

Nous avons construit nous-même ce mégohm en enroulant sur des lames de verre du fil de rhéostatine très résistant (500 ohms par mètre) et groupant ces lames de façon à constituer deux résistances de l'ordre de 500000 ohms chacune. L'égalité de ces deux résistances a été établie à 100 ohms près.

d'où

$$(1) \quad \Delta E = \frac{S_0}{8\pi C_0} = \frac{d^2}{16} \text{Log nép. } \frac{R}{r}.$$

D'autre part,

$$R = 23,5^{\text{mm}},$$

$$r = 15,6,$$

$$d = 93,3.$$

On en déduit

$$C_0 = 1,22 \quad (\text{unités électrostatiques})$$

et

$$(2) \quad \Delta E = 223,$$

Δ et E étant exprimés en millimètres.

C'est la formule caractéristique employée dans les mesures.

Discussion de la méthode. — La formule (2) n'est exacte pour toutes les valeurs de E que si la forme des condensateurs répond aux conditions géométriques supposées réalisées.

En réalité, il existe des écarts entre les valeurs vraies des capacités et les valeurs déduites des formules théoriques. Il importe d'être fixé sur l'erreur qui peut en résulter.

Les conditions les plus favorables pour l'application des formules théoriques sont réalisées au voisinage de $\Delta = 0$. Pour des valeurs un peu grandes de Δ , la région non radiale, que nous nous sommes efforcé d'éliminer dans les formules, peut envahir les cylindres de garde, et la charge du condensateur être moindre que l'expression $2C_0\Delta V$. Cette charge doit alors s'écrire

$$2C_0\Delta V(1-k),$$

le terme de correction k étant une fonction de Δ nulle pour $\Delta = 0$.

De même pour le condensateur plan, l'expression $\frac{S_0}{4\pi E}$, dans laquelle on a calculé S_0 d'après la formule

$$S_0 = \frac{\pi d^2}{4},$$

ne donne réellement la valeur de la capacité que si le champ dans la région efficace S_0 est rigoureusement uniforme. Or, ceci n'est vrai, avec une approximation suffisante, que pour de faibles valeurs de E . Si E augmente, tout se passe comme si S_0 diminuait; pour cette raison, la valeur vraie de la capacité, pour une valeur un peu grande de E , doit s'écrire

$$\frac{S_0}{4\pi E} (1 - k'),$$

k' étant une fonction de E nulle aussi pour $E = 0$.

L'équation d'équilibre corrigée est donc

$$2C_0 \Delta (1 - k) = \frac{S_0}{4\pi E} (1 - k'),$$

d'où

$$\Delta E = \frac{S_0}{8\pi C_0} \frac{1 - k'}{1 - k} = \frac{S_0}{8\pi C_0} \left(1 - \frac{k' - k}{1 - k} \right).$$

L'emploi sans correction de l'égalité

$$\Delta E = \frac{S_0}{8\pi C_0}$$

entraîne une erreur représentée par le terme

$$\frac{S_0}{8\pi C_0} \frac{k - k'}{1 - k},$$

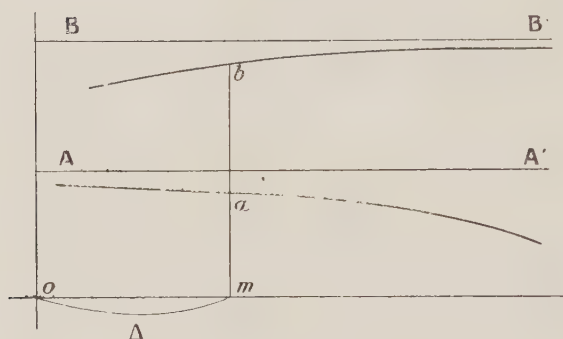
erreur qu'on peut annuler en réalisant $k = k'$.

Or il est facile de prévoir qu'il existe une région pour laquelle $k = k'$. En effet, si l'on prend pour abscisses les valeurs de Δ et pour ordonnées les valeurs théoriques de C_0 et de S_0 , on a les droites AA' et BB' ; mais, si au lieu de ces valeurs on prend celles qui figurent dans les

expressions $2C\Delta V$ et $\frac{S}{4\pi E}V$ relatives aux charges vraies, on trouve les courbes α et β .

L'allure générale de ces courbes est celle que nous avons indiquée (*fig. 15*) : en effet, pour des valeurs de Δ

Fig. 15.



voisines de zéro, l'équilibre a lieu pour de très grandes valeurs de E ; la correction à introduire sur C_0 est alors très petite, mais celle à apporter à S_0 est au contraire très grande. Quand Δ augmente, la correction sur C_0 augmente, mais la correction sur S_0 diminue; il en résulte que la courbe β (courbe du condensateur plan) est asymptote à BB' dans la région des Δ croissants, tandis que la courbe α (courbe du compensateur) est asymptote à AA' dans la région des Δ décroissants. Il y a donc nécessairement une valeur de Δ pour laquelle on a

$$\frac{am}{bm} = \frac{OA}{OB};$$

dans cette région on aura aussi $k = k'$.

On reconnaît expérimentalement qu'on se trouve dans la région $\Delta = am$ lorsqu'en effectuant le produit ΔE (Δ et

E étant des valeurs observées) on a un nombre constant voisin de 223.

Cette condition s'est trouvée réalisée au voisinage de $E = 10^{\text{mm}}$, les armatures du condensateur plan étant séparées par de l'air. Pour des valeurs comprises entre 5^{mm} et 25^{mm} , le produit ΔE varie entre 220 et 225, d'où il résulte que le nombre 223 représente à $\frac{4}{100}$ près de sa valeur le produit ΔE dans l'air quand E se maintient dans les limites 5^{mm} et 25^{mm} .

Si l'intervalle des plateaux du condensateur est occupé par un diélectrique, on calcule approximativement l'épaisseur à donner à la lame diélectrique pour que la distance des armatures, ramenée à sa valeur équivalente dans l'air, ne dépasse pas les limites assignées. Soit alors x la constante diélectrique à calculer; le produit

$$\Delta \frac{E}{x} = 223$$

étant exact à $\frac{4}{100}$ près et les évaluations de Δ et E étant susceptibles du même degré de précision, on voit que la mesure de x peut, dans les meilleures conditions, assurer l'exactitude du chiffre des centièmes.

CHAPITRE II.

MESURE SUR LES DIÉLECTRIQUES SOLIDES.

Paraffine. — On peut déterminer le pouvoir inducteur de la paraffine dure extraite de l'ozokérite par un équilibre électrostatique entre les deux condensateurs et sans restriction quant à la durée de leur charge.

Après avoir réglé le compensateur seul, ainsi qu'on l'a indiqué, on introduit dans le circuit le condensateur plan muni d'un disque de paraffine légèrement évidé sur ses

deux faces. L'électromètre étant isolé, on charge les condensateurs. L'image se déplaçant, on la ramène au zéro à l'aide du compensateur; comme le diélectrique est dépourvu de tout résidu, *l'image se maintient indéfiniment en cette position*. De plus, *l'équilibre ainsi réalisé est indépendant du voltage*.

Soient alors :

Δ la lecture au compensateur;

E la distance des plateaux du condensateur;

e l'épaisseur du disque de paraffine;

$E - e$ l'intervalle d'air laissé libre entre le métal et le diélectrique;

k la constante diélectrique de la paraffine rapportée à l'air.

Nous appliquerons l'équation caractéristique

$$\Delta E_0 = \frac{S_0}{8\pi C_0} = 223,$$

dans laquelle E_0 représente l'épaisseur d'air équivalente à la couche diélectrique totale comprise entre les deux armatures. Avec les notations adoptées pour la paraffine, cette équation devient

$$\Delta \left(E - e + \frac{1}{k} \right) = \frac{S_0}{8\pi C_0} = 223.$$

On en déduit la valeur de k .

Voici les résultats sur deux disques de paraffine d'épaisseurs différentes :

$$\text{Premier disque.} \quad \left\{ \begin{array}{l} E = 22,9 \\ e = 20,8 \\ \Delta = 20,1 \end{array} \right\} \quad (k = 2,31),$$

$$\text{Deuxième disque.} \quad \left\{ \begin{array}{l} E = 22,2 \\ e = 10,9 \\ \Delta = 14,8 \end{array} \right\} \quad (k = 2,29).$$

L'écart entre les deux résultats étant de l'ordre de grandeur des erreurs expérimentales, nous prendrons comme constante diélectrique de la paraffine la valeur moyenne, soit $k = 2,30$.

Certaines valeurs données par les expérimentateurs (Boltzmann, 2,32; Hopkinson, 2,29; Winkelmann, 2,30) se rapprochent beaucoup de celle que nous venons de trouver; d'autres s'en éloignent d'une façon notable (Gibbson et Barclay, 1,97; Wüller, 1,96). Mais les écarts peuvent s'expliquer par des différences dans la nature des échantillons. A défaut de données précises sur la composition des produits examinés, il devient superflu de rechercher l'origine des divergences parmi les causes d'erreurs expérimentales.

Ébonite. — Dans notre étude de l'ébonite, nous avons déterminé tout d'abord la fonction résiduelle, c'est-à-dire la loi de variation de la charge lente en fonction du temps. De la connaissance de cette fonction, nous avons conclu à l'existence d'un effet inducteur spécifique de l'ébonite et déduit une valeur de la constante diélectrique de cet isolant.

1° *Fonction résiduelle.* — L'effet résiduel a été observé sur deux disques d'ébonite de 12^{mm} et de 6^{mm} d'épaisseur découpés dans la même plaque afin d'avoir des milieux comparables. Ces deux disques sont protégés par de la paraffine dure et soumis pour cela aux opérations indiquées par ailleurs.

L'un de ces disques est introduit entre les armatures du condensateur plan. En chargeant le condensateur et isolant l'électromètre, on voit se produire un déplacement lent de l'image : c'est l'effet de la charge lente. En égalisant les potentiels des armatures, puis isolant de nouveau l'électromètre, l'image se déplace en sens inverse : c'est l'effet de la décharge lente.

Soit Γ_0 la *capacité vraie* du condensateur plan en pos-

session du disque d'ébonite paraffiné. Pour annuler l'effet de la charge instantanée, il faudrait donner au compensateur un déplacement Δ_0 tel que

$$\Gamma_0 = 2 C_0 \Delta_0 ;$$

mais, l'effet résiduel survenant aussitôt, l'équilibre ne peut être maintenu qu'à la condition de manœuvrer constamment le condensateur. Au bout du temps t compté à partir de l'excitation du champ, la *capacité apparente* est devenue $\Gamma_0 + \gamma_t$, γ_t étant l'accroissement apparent de la capacité, et Δ_0 est devenu $\Delta_0 + \delta_t$, δ_t étant le déplacement du compensateur à partir de la position Δ_0 . La condition d'équilibre au temps t est donc

$$2 C_0 (\Delta_0 + \delta_t) = \Gamma_0 + \gamma_t,$$

c'est-à-dire

$$2 C_0 \delta_t = \gamma_t.$$

Les variations de l'effet résiduel avec le temps sont représentées par les valeurs de δ_t notées de minute en minute sur le compensateur.

Mais tout ceci dépend de Δ_0 , qu'on ne peut calculer qu'à la condition de connaître déjà la constante diélectrique de l'ébonite. Pour éviter la détermination préalable de cette donnée, nous avons opéré ainsi : Après avoir isolé l'électromètre et chargé les capacités, nous avons manœuvré le compensateur jusqu'à ramener l'image au zéro au bout de la 15^e seconde, comptée à partir de l'excitation du champ. Ayant noté alors la valeur Δ_1 , valeur évidemment un peu supérieure à Δ_0 , nous avons continué à compenser l'arrivée des charges résiduelles et à lire de minute en minute les δ'_t comptés à partir de la position Δ_1 . Nous avons eu ainsi

$$\Delta_1 = 17^{\text{mm}}, 53 \text{ pour la lame de } 12^{\text{mm}},$$

$$\Delta_1 = 16^{\text{mm}}, 56 \text{ pour la lame de } 6^{\text{mm}};$$

la différence

$$a = \Delta_1 - \Delta_0$$

est le terme relatif à la charge résiduelle libérée dans les 15 secondes écoulées au moment de la lecture de Δ_1 . Comme conséquence, les δ'_t , comptés à partir de Δ_1 , diffèrent des δ_t , comptés à partir de Δ_0 , du terme constant

$$a = \delta_t - \delta'_t.$$

En attribuant à la fonction résiduelle une forme empirique convenable, on peut, à l'aide des δ'_t , déterminer les coefficients de cette fonction, ainsi que le terme correctif a . Le facteur Δ_1 diminué de a donne Δ_0 et, par suite, la constante diélectrique.

Voici les résultats obtenus :

1° Les valeurs Δ_1 et δ'_t ont été observées d'abord pour $V = 100$ volts. Ayant opéré ensuite à des voltages plus élevés, nous avons retrouvé les mêmes valeurs, c'est-à-dire que *les variations apparentes de la capacité en fonction du temps suivent une loi indépendante du voltage.*

2° *L'effet résiduel ne croît pas au delà de toute limite* : dix minutes après la mise en charge des condensateurs (se reporter au Tableau des variations de δ'_t), les déplacements de l'image sont tellement faibles, qu'il devient pratiquement impossible de les évaluer par le compensateur. A ce moment, on peut considérer l'équilibre électrostatique entre les capacités comme définitivement atteint.

3° L'effet résiduel atteignant assez rapidement sa limite, nous avons représenté les variations de δ'_t par la formule exponentielle

$$\delta'_t = b(1 - e^{-\lambda t}) - a.$$

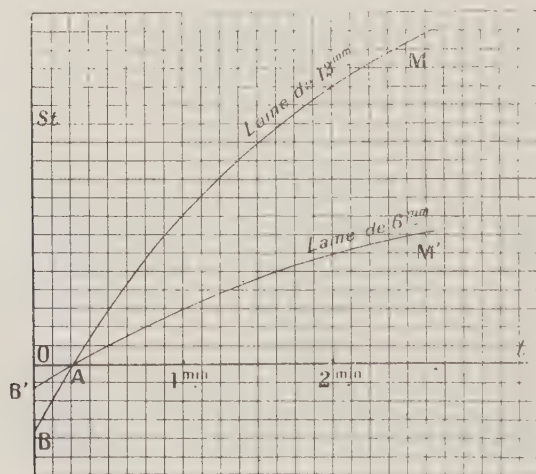
Les constantes a , b et λ ont été déterminées à l'aide des δ'_t , lus d'abord de 15 secondes en 15 secondes, puis de minute en minute. Nous avons réuni dans le Tableau sui-

vant les résultats observés, puis calculés d'après la formule empirique précédente affectée de coefficients numériques convenablement choisis :

Temps.	Lame de 12 ^{mm} .		Lame de 6 ^{mm} .	
	Obs.	Calc.	Obs.	Calc.
	mm	mm	mm	mm
15 secondes.....	0	0	0	0
30 »	0,15	0,16	0,05	0,06
45 »	0,30	0,28	0,10	0,10
1 minute	0,40	0,39	0,15	0,14
2 minutes.....	0,75	0,73	0,30	0,26
3 »	0,95	0,94	0,35	0,33
4 »	1,10	1,07	»	0,37
5 »	1,15	1,15	0,40	0,40
10 »	1,30	1,29	0,45	0,46

Pour avoir une valeur approchée de a , nous avons cons-

Fig. 16.



truit les variations de δ'_t en prenant pour abscisses les durées et pour ordonnées les déplacements du compensateur (fig. 16). En prolongeant les courbes jusqu'à leur

rencontre avec l'axe des ordonnées, on obtient les longueurs OB et OB', pouvant servir de première approximation. Les constantes b et λ ont été calculées d'après les observations précédentes, puis rectifiées de manière à réaliser la concordance la plus satisfaisante entre les résultats de l'expérience et du calcul. Nous avons trouvé ainsi pour a les valeurs 0^{mm},16 pour la lame épaisse, et 0^{mm},06 pour l'autre, et comme formule empirique donnant finalement une bonne représentation du phénomène

$$\begin{aligned}\delta_t &= 1^{\text{mm}},45(1 - e^{-0,5t}), \\ \delta_t &= 0^{\text{mm}},50(1 - e^{-0,5t}),\end{aligned}$$

la première se rapportant à la lame de 12^{mm}, la seconde à la lame de 6^{mm}. Quant à la concordance des coefficients exponentiels, nous la considérons pour le moment comme fortuite.

De la connaissance de a nous avons déduit les valeurs Δ_0 , c'est-à-dire les déplacements du compensateur correspondant aux charges instantanées; nous avons trouvé ainsi pour la lame de 12^{mm}

$$\Delta_0 = \Delta_1 - a = 17^{\text{mm}},37,$$

et pour la lame de 6^{mm}

$$\Delta_0 = 16^{\text{mm}},50.$$

A l'aide des formules empiriques donnant les variations de δ , nous avons pu enfin évaluer à tout instant les charges résiduelles mises en jeu dans le circuit à l'aide de la formule

$$Q_t = 2C_0\delta_t V \quad (\text{unités électrostatiques}).$$

4° En calculant à l'aide de la formule exponentielle l'effet résiduel pendant la première seconde, nous avons trouvé, pour les deux lames d'ébonite, des valeurs inférieures à celles que peut apprécier le compensateur.

Comme vérification, nous avons chargé le condensateur et isolé l'électromètre une seconde après; nous avons retrouvé les mêmes valeurs de l'effet résiduel. Il s'ensuit que, dans notre évaluation de Δ_0 , on peut prendre comme limite de précision celle des lectures au compensateur, cette précision étant pratiquement de l'ordre du vingtième de millimètre et pouvant exceptionnellement, dans de bonnes conditions de stabilité et d'isolement, atteindre le centième.

Constante diélectrique. — A l'aide de la valeur Δ_0 calculée d'après les expériences précédentes, nous avons obtenu la constante diélectrique en nous servant de la formule

$$\Delta_0 \left(\frac{e}{x} + \frac{e'}{k} + \varepsilon \right) = \frac{S_0}{8\pi C_0} = 223,$$

dans laquelle

e est l'épaisseur de la lame d'ébonite;

e' l'épaisseur de la couche de paraffine;

ε l'intervalle d'air laissé libre entre les deux armatures;

k la constante diélectrique de la paraffine (2,30);

x la constante diélectrique de l'ébonite.

Résultats :

$$\text{Ébonite de } 12^{\text{mm}}. \left\{ \begin{array}{l} e = 12,0^{\text{mm}} \\ e' = 12,8 \\ \varepsilon = 2,9 \end{array} \right\} \begin{array}{l} \Delta_0 = 17,37^{\text{mm}} \\ k = 2,30, \\ x = 2,73, \end{array}$$

$$\text{Ébonite de } 6^{\text{mm}}. \left\{ \begin{array}{l} e = 6,0 \\ e' = 20,8 \\ \varepsilon = 2,4 \end{array} \right\} \begin{array}{l} \Delta_0 = 16,50, \\ x = 2,90. \end{array}$$

Eu égard au degré de précision atteint dans la mesure de Δ_0 , on peut considérer la valeur 2,8 comme exacte à une unité près de l'ordre du premier chiffre décimal.

En comparant cette valeur à d'autres déjà obtenues sur la même substance (Boltzmann, 3,15; Winkel-

mann, 2,72; Wüllner, 2,56; Gordon, 2,28; Elsas, 2,56); on trouve encore des écarts sur l'origine desquels il est difficile d'être fixé, vu l'indétermination relative à la composition des échantillons qui ont servi à ces mesures.

Comparaison avec les effets de la lame métallique.

— Nous avons rapproché les résultats obtenus avec la lame d'ébonite de ceux qu'on obtient en substituant au diélectrique une lame métallique de même épaisseur.

La substitution du métal au diélectrique conduit à une nouvelle équation d'équilibre qu'on peut écrire en attribuant au métal une constante diélectrique infinie. L'équation caractéristique se réduit alors à

$$\Delta \left(\frac{e'}{k} + \varepsilon \right) = 223,$$

d'où l'on tire les Δ relatifs aux lames métalliques de 6^{mm} et 12^{mm} d'épaisseur.

Nous avons trouvé

$$\Delta = 19^{\text{mm}}, 50 \text{ pour la lame de } 6^{\text{mm}},$$

$$\Delta = 26^{\text{mm}}, 36 \text{ pour la lame de } 12^{\text{mm}}.$$

Ainsi il faudrait, pour que l'équilibre final avec l'ébonite correspondît aux valeurs trouvées avec les lames métalliques, que l'effet résiduel total sur l'ébonite fût

$$19^{\text{mm}}, 50 - 16^{\text{mm}}, 50 = 3^{\text{mm}} \quad \text{pour l'une des lames,}$$

$$26^{\text{mm}}, 36 - 17^{\text{mm}}, 37 = 8^{\text{mm}}, 9 \quad \text{pour l'autre.}$$

Or, nous avons trouvé, comme expression de l'effet résiduel total, 0^{mm}, 50 pour la première lame et 1^{mm}, 45 pour la seconde. Cet effet n'est donc qu'une fraction relativement faible ($\frac{1}{6}$ environ pour les deux lames) de ce qu'il devrait être pour qu'il y ait équivalence entre l'effet diélectrique final et l'effet métal.

Résultats sur les diélectriques solides. — 1° La détermination de la constante diélectrique a été abordée direc-

tement dans le cas de la paraffine. Nous avons réalisé un équilibre électrostatique rigoureux entre un conducteur à air (compensateur) et un condensateur plan muni d'un disque de paraffine dure. Un calcul dans lequel nous n'avons fait intervenir que des éléments géométriques et des potentiels constants nous a permis de mesurer k avec une approximation de l'ordre du centième.

La mesure de k par l'équilibre électrostatique de deux capacités découle de la définition même du pouvoir inducteur spécifique. L'obstacle rencontré dans l'emploi de cette méthode résulte de ce que, dans la plupart des cas, la charge instantanée est toujours suivie d'un effet plus ou moins intense dû à la charge lente. Notre expérience sur la paraffine est un rare exemple où une mesure de la constante diélectrique ait pu se faire avec précision sans restriction relative à la durée de charge.

2° Sur un disque d'ébonite protégé par de la paraffine dure et soustrait aux actions parasites par l'air et par la surface, nous avons reconnu : 1° que le diélectrique est encore le siège d'un effet résiduel ; 2° que le phénomène de la charge lente obéit à la loi exponentielle ; 3° qu'il y a désaccord entre l'effet diélectrique et l'effet métal.

Ce désaccord prouve que le phénomène résiduel dans l'ébonite n'est pas une manifestation normale de la conductibilité. Mais déjà dans la paraffine dure, voisine de la fusion et présentant une structure hétérogène, nous avons observé des anomalies de conductibilité. Nous pensons que dans l'ébonite la cause du désaccord observé tient encore à la constitution complexe du milieu. Le Chapitre suivant, dans lequel il est question des diélectriques pulvérulents, fournit de nouvelles preuves en faveur de cette hypothèse.

CHAPITRE III.

MESURE SUR LES DIÉLECTRIQUES PULVÉRULENTS.

Soufre. — Les mesures de Boltzmann ⁽¹⁾ sur les cristaux de soufre ont montré que l'induction à travers ce diélectrique varie avec la direction du champ par rapport aux éléments de symétrie du cristal et que les valeurs trouvées suivant les trois axes cristallographiques (4,77, 3,97 et 3,81) sont proportionnelles au carré de l'indice optique.

Cette importante confirmation de la théorie électromagnétique de Maxwell est, d'ailleurs, un fait tout à fait exceptionnel dû à l'absence de tout résidu appréciable dans les cristaux de soufre.

Nous avons de notre côté effectué des mesures sur le soufre pulvérulent répandu uniformément dans une cellule de paraffine et examiné aussi ce que produit le tassement de la substance pulvérulente. Pour cela nous avons tenu compte de la *densité apparente* du soufre en poudre, c'est-à-dire du rapport de la masse pulvérulente au volume du contenant. Cette densité s'est trouvée, même après compression, fort inférieure à la *densité vraie* du soufre solide, ce qui a favorisé les mesures.

Voici les valeurs numériques utilisées au cours des opérations :

e , épaisseur de la couche pulvérulente....	13 ^{mm} ,2
E , parois de paraffine.....	15 ^{mm} ,5
ϵ , lame d'air laissée libre entre la paraffine et le métal.....	2 ^{mm} ,8
D , densité du soufre pulvérulent.....	2,05
Densité apparente	{ premier état..... 0,32
	{ deuxième état..... 0,51

(1) BOLTZMANN, *Wien. Sitz.*, vol. LXX, part II, p. 342.

La cellule de paraffine garnie de soufre ayant été disposée entre les plateaux du condensateur, nous avons équilibré les capacités par le compensateur. Cette opération s'est accomplie *sans manifestation appréciable d'effet résiduel*. La valeur trouvée a été

$$\Delta_0 = 10^{\text{mm}}, 55.$$

L'opération a été répétée avec le soufre comprimé (83^e, 5 au lieu de 53^e, 1); nous avons constaté encore l'absence de tout résidu et noté

$$\Delta_0 = 11^{\text{mm}}, 05.$$

Comme expérience de contrôle, nous avons rempli la capsule de paraffine avec du fer porphyrisé (poudre de fer très fine), puis avec du mercure; nous avons trouvé dans les deux cas

$$\Delta_0 = 23^{\text{mm}}, 35.$$

Pour avoir la constante diélectrique du soufre, nous avons supposé, que la couche pulvérulente d'épaisseur e et de densité apparente d agit, au point de vue de l'induction, comme si la matière était condensée en une lame homogène et solide de moindre épaisseur, mais de même masse. L'épaisseur de cette lame, calculée d'après la formule

$$e' = e \frac{d}{D},$$

a donné

$$e' = 2^{\text{mm}}, 06 \text{ pour le soufre tamisé,}$$

$$e' = 3^{\text{mm}}, 28 \text{ pour le soufre comprimé.}$$

Nous avons admis, en outre, que la couche pulvérulente d'épaisseur e , laquelle renferme bien entendu de l'air, équivaut, au point de vue toujours de l'action électrostatique, à l'effet additif de l'air interposé dans la masse pulvérulente et de la couche de soufre ramenée aux dimen-

sions précédemment calculées : savoir, e' pour le soufre et $e - e'$ pour l'air. Le calcul de la constante du soufre peut alors se faire d'après la formule

$$\Delta_0 \left(\frac{E}{k} + e - e' + \frac{e}{x} + \varepsilon \right) = \frac{S_0}{8\pi C_0} = 223.$$

Si notre raisonnement est exact, les valeurs de x , obtenues en donnant à Δ_0 les valeurs $10^{\text{mm}}, 55$ et $11^{\text{mm}}, 05$, doivent concorder.

Or, le calcul montre que, pour

$$e' = 2^{\text{mm}}, 06$$

(soufre non comprimé), on obtient

$$x = 4 \quad \text{pour} \quad \Delta_0 = 10^{\text{mm}}, 52$$

et

$$x = 5 \quad \text{pour} \quad \Delta_0 = 10^{\text{mm}}, 57.$$

L'écart entre ces deux nombres et la valeur trouvée ($\Delta_0 = 10^{\text{mm}}, 55$) n'étant pas appréciable au compensateur, on en conclut que x est compris entre 4 et 5.

On trouve aussi que, pour

$$e' = 3^{\text{mm}}, 28$$

(soufre comprimé), on obtient

$$x = 4 \quad \text{pour} \quad \Delta_0 = 10^{\text{mm}}, 99$$

et

$$x = 5 \quad \text{pour} \quad \Delta_0 = 11^{\text{mm}}, 07.$$

L'écart entre ces résultats et la valeur trouvée ($\Delta_0 = 11^{\text{mm}}, 05$) étant aussi à la limite des grandeurs appréciables par notre méthode, nous arrivons encore à la conclusion que x est compris entre 4 et 5.

Finalement on peut admettre, eu égard au degré de précision des mesures, que les valeurs obtenues pour

la constante du soufre en poudre sont concordantes et que les hypothèses faites sur la façon dont se comporte, au point de vue inductif, une nappe hétérogène constituée par du soufre pulvérulent et de l'air, exempts séparément de tout résidu, sont en accord avec les faits.

Acide stéarique. — Ce produit organique existe dans le commerce à l'état de pureté et en poudre blanche très fine.

Nous avons d'abord fondu la substance et coulé un disque à faces parfaitement planes. Sur ces faces, nous avons appliqué deux disques protecteurs de paraffine dure. Le tout ayant été disposé entre les plateaux du condensateur, nous avons équilibré les capacités par la manœuvre habituelle du compensateur.

Cette opération n'a donné lieu à aucune manifestation résiduelle; nous avons noté

$$\Delta_0 = 17^{\text{mm}}.$$

D'autre part, en recouvrant le disque de stéarine d'une feuille d'étain très mince, nous avons retrouvé la même valeur de Δ_0 , d'où il suit que *le disque d'acide stéarique se conduit comme un conducteur métallique.*

Nous avons fait alors un nouvel essai sur un disque de mêmes dimensions que le précédent, obtenu en fondant 230^g de paraffine et 80^g d'acide stéarique.

Ayant essayé d'équilibrer les capacités à l'aide de ce disque, nous avons constaté, cette fois, un effet résiduel; mais celui-ci n'a duré que peu de temps et l'équilibre s'est établi définitivement pour la valeur $\Delta = 14^{\text{mm}}, 15$, *valeur inférieure à 17^{mm}.*

Comme expérience de contrôle, nous avons aussi recouvert ce disque d'une feuille de papier d'étain et reconnu encore que l'équilibre avait lieu pour $\Delta = 17^{\text{mm}}$.

Ainsi, l'incorporation de l'acide stéarique à la paraffine dure communique à ce diélectrique des qualités rési-

duelles analogues aux propriétés déjà observées sur l'ébonite (discordance entre l'effet diélectrique et l'effet métal). On peut dire aussi, en se fondant sur la même expérience, qu'un milieu conducteur comme l'acide stéarique pur produit l'effet de charge lente quand on le dilue dans un diélectrique exempt de résidu tel que la paraffine dure.

Ces caractères se retrouvent encore sur l'acide stéarique pulvérulent. Nous l'avons constaté en tamisant cette substance dans une capsule de paraffine. Ici encore nous avons pratiqué le tassement de la nappe pulvérulente et observé des effets intéressants au point de vue des résidus.

Après avoir chargé le condensateur à 14 volts, nous avons isolé aussitôt après l'électromètre et noté, sur l'échelle de l'appareil, les déplacements de l'image. Voici les résultats obtenus :

Temps.	Effet résiduel. mm
15 secondes.....	45
30 »	52
45 »	57
1 minute.....	60
2 minutes.....	70

Dans une deuxième expérience sur de l'acide stéarique comprimé (76^g, 5 au lieu de 47^g, 5), les résultats ont été les suivants :

Temps.	Effet résiduel. mm
15 secondes.....	64
30 »	71
45 »	75
1 minute.....	77
2 minutes.....	80

Ce deuxième effet est plus intense que le premier; de plus, son amortissement est plus rapide.

Ayant équilibré les capacités à l'aide du condensateur à partir du moment où le résidu a cessé toute manifestation, nous avons trouvé, pour l'acide stéarique non comprimé,

$$\Delta = 21^{\text{mm}}, 55$$

et, pour l'acide stéarique comprimé,

$$\Delta = 23^{\text{mm}}, 10.$$

D'autre part, en substituant à l'acide stéarique du fer porphyrisé, l'équilibre a eu lieu pour

$$\Delta = 25^{\text{mm}}, 70.$$

Ainsi nous retrouvons, dans un milieu nettement hétérogène comme l'acide stéarique pulvérulent, la discordance déjà observée dans le mélange d'acide stéarique et de paraffine et dans l'ébonite. Il est naturel de penser que l'identité des effets tient, dans ces divers cas, à l'hétérogénéité du milieu, c'est-à-dire que, dans le mélange d'acide stéarique et de paraffine, le corps conducteur (acide stéarique) est sous forme de petits cristaux noyés dans la paraffine, et que l'ébonite à son tour doit ses propriétés résiduelles à la présence de centres conducteurs dispersés dans une masse isolante.

Pour nous en convaincre, nous avons fait sur l'ébonite quelques nouveaux essais.

Les constituants de l'ébonite sont le soufre et la gutta. Or, nous venons de voir que, même à l'état pulvérulent, le soufre ne donne pas de résidu. La gutta, au contraire, est un corps relativement conducteur. M. Victor-Henri a bien voulu nous procurer un échantillon très pur de gutta-percha extrait du *latex* par dialyse. Nous avons interposé une lamelle de gutta entre deux disques de paraffine et constaté que l'équilibre à l'aide du compensateur était le même avec la lame de gutta recouverte ou non de papier d'étain.

Nous avons refait les expériences sur des lamelles de gutta vulcanisé par immersion plus ou moins prolongée dans du soufre fondu ; nous avons trouvé que ces lamelles se comportaient qualitativement comme l'ébonite.

Ainsi, tandis que la présence de la paraffine dure dans l'acide stéarique diminue la conductibilité de cette substance et engendre des anomalies, l'introduction du soufre dans la gutta produit les mêmes effets, ce qui montre bien que *les anomalies résiduelles sont, en réalité, des propriétés de mélanges.*

Résultats sur les diélectriques pulvérulents. — En résumé, si certains diélectriques comme la paraffine sont assimilables à des diélectriques théoriques, d'autres, comme l'acide stéarique compact, agissent comme de véritables conducteurs, tout au moins au non-contact. Néanmoins, à l'état pulvérulent, c'est-à-dire dans un état bien défini d'hétérogénéité, la conductibilité est amoindrie jusqu'au point de manifester le phénomène de charge lente. Cette conductibilité paraît aussi dépendre de la cohésion des particules diélectriques ; elle est plus grande quand ces particules sont plus rapprochées les unes des autres. *Ces anomalies ont quelque analogie avec les effets observés sur les cohéreurs métalliques.*

D'autre part, sur l'acide stéarique pulvérulent se présente encore la discordance entre l'effet diélectrique et l'effet métal. Cette discordance se présente également dans le mélange d'acide stéarique et de paraffine, dans la paraffine dure voisine de la fusion, dans l'ébonite et dans la gutta. Il est naturel d'en attribuer l'origine à l'hétérogénéité, de penser que l'effet résiduel dans le mélange d'acide stéarique et de paraffine est dû aux petits cristaux d'acide stéarique dispersés dans la paraffine, que dans la paraffine dure voisine de la fusion le même effet tient à la présence de particules liquides englobées dans un réseau isolant de matière non encore fondue, et enfin

que dans l'ébonite tout peut s'expliquer aussi par l'association de la gutta et du soufre.

Nous sommes ainsi amené à diriger nos recherches vers les diélectriques homogènes. Peut-être alors aurons-nous des manifestations simples de l'effet résiduel et pourrons-nous établir une théorie élémentaire du phénomène. Dans ce but, nous avons étudié en dernier lieu les diélectriques liquides, les conditions observées étant toujours celles du non-contact.

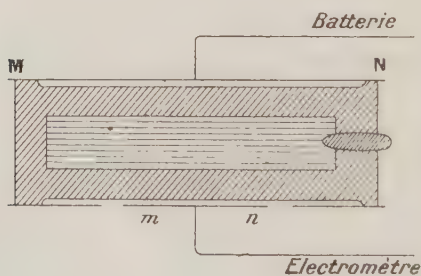
CHAPITRE IV.

EXPÉRIENCES SUR LES DIÉLECTRIQUES LIQUIDES.

Dans les expériences précédentes nous avons attribué les résidus à des anomalies de conductibilité en milieu hétérogène. Nous allons voir que ces anomalies disparaissent quand on opère sur des nappes liquides.

Pour nous conformer aux conditions de non-contact, nous avons versé le liquide dans une cellule de paraffine ayant extérieurement la forme d'un disque de 15^{cm} de diamètre (*fig. 17*). La cavité cylindrique intérieure a une

Fig. 17.



épaisseur bien déterminée, qu'on peut évaluer avec précision par un jaugeage. Sur la paroi latérale est une petite

ouverture pour l'entrée ou la sortie du liquide; au cours des opérations, cette ouverture est fermée à la paraffine.

Voici les données de l'une de ces cellules :

E, épaisseur des parois de paraffine.....	18,9 ^{mm}
e, hauteur de la cavité cylindrique.....	8,9
ε, intervalle d'air laissé libre entre les armatures et le disque.....	1,1

La même cellule a servi à des mesures sur le mercure, l'eau et l'alcool, puis sur la benzine, l'huile de vaseline et l'essence de térébenthine. Après chaque mesure, nous avons pratiqué un nouveau jaugeage de la cavité cellulaire et vérifié que ses dimensions n'avaient pas été modifiées par contact des liquides.

1° *Liquides conducteurs.* — Après avoir réglé le compensateur seul, nous avons introduit dans le champ la cellule de paraffine sans liquide et manœuvré le compensateur de manière à équilibrer les capacités. Nous avons trouvé

$$\Delta = 12^{\text{mm}}, 5.$$

La cellule ayant été remplie de mercure et replacée dans le champ, nous avons rétabli l'équilibre par une nouvelle manœuvre du compensateur et obtenu

$$\Delta = 25^{\text{mm}}.$$

A ces deux états d'équilibre correspondent les équations caractéristiques

$$12^{\text{mm}}, 5 \left(\frac{E}{k} + e + \varepsilon \right) = \frac{S_0}{8\pi C_0} = 223,$$

$$25^{\text{mm}} \left(\frac{E}{k} + \frac{e}{k'} + \varepsilon \right) = 223.$$

De la première équation on tire $k = 2,30$, valeur déjà trouvée pour la constante diélectrique de la paraffine dure.

La deuxième équation donne une valeur k' pratiquement infinie, ce qui était à prévoir.

Après nous être ainsi assuré qu'avec le mercure tout se passe normalement, nous avons opéré sur l'eau distillée et l'alcool absolu. Après avoir rempli la cellule de paraffine successivement avec ces deux liquides et manœuvré en conséquence le compensateur, il ne s'est produit aucune particularité de nature à distinguer l'eau, l'alcool ou le mercure. Les lectures de Δ ont été encore, aussi bien pour l'eau que pour l'alcool,

$$\Delta = 25^{\text{mm}}.$$

De plus, l'équilibre s'est maintenu indéfiniment.

Ainsi, quand l'intervalle des armatures d'un condensateur est occupé par une nappe liquide conductrice, eau ou alcool, contenue dans une cellule de paraffine, la charge du condensateur est pratiquement instantanée et sa valeur est la même que si le liquide était du mercure.

2° *Liquides isolants.* — Lorsque la cellule de paraffine contient un liquide isolant, les choses ne se passent plus de la même manière. Pour maintenir l'image de l'électromètre dans la position correspondant à l'équilibre des capacités, il faut continuer à agir sur le compensateur, à cause des charges lentes s'ajoutant aux charges instantanées; néanmoins, au bout d'un temps fini, que nous avons trouvé égal à

3 minutes pour la benzine,

10 minutes pour l'essence de térébenthine,

60 minutes pour l'huile de vaseline,

l'image cesse de se déplacer. Ayant mesuré alors le déplacement total sur le compensateur, nous avons trouvé encore $\Delta = 25^{\text{mm}}$.

Ainsi, quand la nappe est isolante, la charge du condensateur atteint sa valeur définitive au bout d'un

temps fini, et cette limite est encore la même que si le liquide était du mercure.

Fonction résiduelle. — Nous avons donné, lorsqu'il s'est agi de l'ébonite, tous les détails d'expérience pour la recherche de la fonction résiduelle et de la constante diélectrique. Les mêmes opérations ont été répétées pour les liquides, ce qui nous permet de les décrire plus brièvement.

La cellule de paraffine contenant le liquide isolant étant disposé entre ses armatures, nous avons manœuvré le compensateur de manière à ramener l'image au zéro 15 secondes après l'excitation du champ. Soit Δ_t la lecture au compensateur. A partir de ce moment, nous avons continué à manœuvrer le compensateur et à enregistrer les valeurs de δ , d'abord de 15 secondes en 15 secondes, puis de minute en minute. Nous avons eu ainsi, à un facteur constant près ($\alpha = \Delta_t - \Delta_0$), les valeurs des résidus.

Pour avoir ce terme α , nous avons construit la courbe des variations de δ_t et prolongé cette courbe jusqu'à l'ordonnée correspondant à l'origine du temps. Ayant reconnu, en outre, que cette courbe était d'allure exponentielle, nous avons adopté pour représenter le phénomène la fonction empirique

$$\delta_t = b(1 - e^{-\lambda t}),$$

et choisi les valeurs numériques de b et λ , de manière à avoir la concordance la plus satisfaisante entre les résultats observés et calculés. Ces valeurs ont été les suivantes :

	b .	λ .
	^{mm}	
Huile de vaseline.....	8,65	0,14
Essence de térébenthine.....	8,30	1,08
Benzine	7,65	2,04

Voici le Tableau comparatif des résultats observés, puis calculés, d'après la formule précédente :

Temps.	Huile de vaseline.		Benzine.		Essence de térébenthine.	
	Calc.	Obs.	Calc.	Obs.	Calc.	Obs.
	$\delta_t = 8^{\text{mm}},65(1 - e^{-0,14t})$.		$\delta_t = 7^{\text{mm}},65(1 - e^{-2,04t})$.		$\delta_t = 8^{\text{mm}},30(1 - e^{-1,08t})$.	
δ_1 minute....	1,12	1,10	6,65	6,65	5,47	5,45
δ_2 »	2,07	2,10	7,49	7,50	7,30	7,30
δ_3 »	2,94	3	7,65	7,65	7,96	8
δ_4 »	3,63	3,60			8,18	8,20
δ_5 »	4,32	4,30			8,25	8,25
δ_6 »	4,91	4,95				
δ_7 »	5,35	5,40				
δ_8 »	5,79	5,80				
δ_9 »	6,14	6,15				
δ_{10} »	6,48	6,50			8,30	8,30
δ_{15} »	7,52	7,60				
δ_{60} »	8,65	8,65				

Grâce aux précautions prises pour la protection électrostatique et les isolements, nous avons pu suivre pendant plusieurs minutes les indications de l'électromètre sans crainte de perturbations nuisibles aux résultats. Mais on ne peut pourtant répondre de la correction des lectures pour des durées dépassant 15 minutes. Aussi avons-nous procédé ainsi pour la mesure des δ_t compris entre δ_{15} et δ_{60} . Pour avoir δ_{15} , nous avons chargé le condensateur et attendu 10 minutes avant d'isoler l'électromètre. L'effet entre la 10^e et la 15^e minute, mesuré à l'aide du compensateur, a donné le nombre $1^{\text{mm}},10$ que nous avons ajouté à $6^{\text{mm}},50$ (effet après les 10 premières minutes) pour avoir $7^{\text{mm}},60$.

Pour obtenir δ_{60} , nous avons échelonné les déterminations et mesuré successivement par le même procédé les intervalles $\delta_{20}-\delta_{15}$, $\delta_{25}-\delta_{20}$, En additionnant les résultats, nous avons obtenu $\delta_{60}-\delta_{15} = 1^{\text{mm}},05$ qui, ajoutés à $7^{\text{mm}},60$, ont donné $8^{\text{mm}},65$.

Constantes diélectriques. — La détermination des

constantes diélectriques a été faite d'après la formule.

$$\Delta_0 \left(\frac{E}{k} + \frac{e'}{x} + \varepsilon \right) = \frac{S_0}{8\pi C_0} = 223,$$

dans laquelle nous avons donné à E , e et ε les valeurs numériques déjà indiquées (p. 87).

Pour le calcul de Δ_0 , nous avons procédé ainsi :

Tout d'abord, on a par définition

$$\delta_t = \Delta_t - \Delta_0,$$

d'où

$$\delta_\infty = \Delta_\infty - \Delta_0.$$

Or,

$$\Delta_\infty = 25^{\text{mm}}$$

et

$$\delta_\infty = b.$$

Par conséquent,

$$25^{\text{mm}} - \Delta_0 = b,$$

c'est-à-dire

$$\Delta_0 = 25^{\text{mm}} - b.$$

En donnant successivement à b les valeurs calculées précédemment, on obtient pour Δ_0 les valeurs suivantes :

$$\Delta_0 = 16,35^{\text{mm}} \text{ pour l'huile de vaseline,}$$

$$\Delta_0 = 16,70 \text{ pour l'essence de térébenthine,}$$

$$\Delta_0 = 17,35 \text{ pour la benzine.}$$

La précision des mesures étant la même que pour l'ébonite, il en résulte pour Δ_0 des valeurs exactes au degré d'approximation que comporte une lecture au compensateur.

Le calcul des constantes diélectriques, d'après la formule (1), nous a donné :

$$x = 1,90 \text{ pour l'huile de vaseline,}$$

$$x = 2,01 \text{ pour l'essence de térébenthine,}$$

$$x = 2,27 \text{ pour la benzine.}$$

Eu égard au degré de précision atteint dans la mesure de Δ_0 , on peut considérer ces valeurs comme exactes à une unité près de l'ordre du premier chiffre décimal.

Résultats sur les diélectriques liquides. — Les résultats sur les diélectriques liquides sont donc plus simples, au point de l'effet résiduel, que tout ce que nous avons eu jusqu'ici. Il y a identité parfaite dans les états d'équilibre obtenus avec la nappe liquide et le mercure. La seule différence est dans la rapidité avec laquelle cet équilibre se produit. Il est instantané avec des liquides conducteurs tels que l'eau et l'alcool; il est atteint au bout d'un temps relativement long avec les liquides dits *isolants*, comme la benzine, l'huile de vaseline, l'essence de térébenthine. D'autre part, entre le moment où se produit la charge instantanée et celui où s'achève la charge lente, le circuit de la force électromotrice est le siège d'un courant résiduel obéissant à la loi exponentielle. Nous nous proposons dans le Chapitre suivant de déterminer, par des considérations théoriques simples, la loi de charge lente, dans un milieu doué d'une faible conductibilité. De la concordance entre les résultats de calcul et les faits observés, nous pensons pouvoir tirer une explication générale du phénomène résiduel dans les divers cas que nous avons examinés.

QUATRIÈME PARTIE.

Théorie et applications.

CHAPITRE I.

FORMULE DES RÉSIDUS D'APRÈS L'HYPOTHÈSE DE CONDUCTIBILITÉ.

Il est établi par les expériences qui précèdent que la charge lente d'un condensateur obéit à la loi exponentielle et que la charge totale, dans le cas de la nappe liquide, est égale à celle que prend ce même condensateur quand on substitue au liquide isolant une lame métallique ayant même épaisseur que la nappe.

Pour expliquer ces faits, nous avons attribué au liquide une faible conductibilité et pris cette hypothèse comme base d'une théorie élémentaire.

Soient donc M et N les armatures du condensateur, entre lesquelles existe une différence de potentiel maintenue constante V. Entre les armatures nous supposerons une lame diélectrique homogène d'épaisseur e , séparée des plateaux par un intervalle d'air d'épaisseur totale $a = b + d$ (*fig. 18*). Nous ne raisonnerons que dans la région où le champ est uniforme.

Appelons :

X le champ électrique dans l'air ;

X' le champ à l'intérieur du diélectrique ;

σ la densité électrique sur les armatures ;

σ' la densité sur les faces du diélectrique.

Les équations du champ sont, à chaque instant :

$$(1) \quad X = 4\pi\sigma,$$

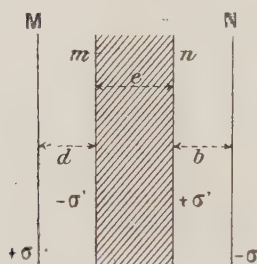
$$(2) \quad -X + X' = -4\pi\sigma',$$

$$(3) \quad V = Xa + X'e,$$

$$(4) \quad \frac{d\sigma'}{dt} = CX'.$$

Les deux premières équations traduisent le théorème de Coulomb et le théorème de Gauss; la troisième exprime que la différence de potentiel entre les deux armatures est constante est égale à V ; enfin la quatrième est la consé-

Fig. 18.



quence de l'hypothèse émise sur l'existence d'une conductibilité du milieu, le coefficient de conductibilité étant représenté par le facteur C .

Il faut adjoindre à ces équations celle qui définit le pouvoir inducteur vrai du diélectrique par rapport à l'air :

$$X' = \frac{X}{k}.$$

Par élimination de X entre (2) et (3), on a d'abord

$$(5) \quad V = (a + e)X' + 4\pi a\sigma',$$

et, par élimination de X' entre (4) et (5), on a ensuite

$$(6) \quad V = \frac{a + e}{C} \frac{d\sigma'}{dt} + 4\pi a\sigma'.$$

L'intégration de cette équation donne

$$\sigma' = \frac{V}{4\pi a} + he^{-\frac{4\pi a C t}{a+e}},$$

d'où l'on déduit successivement

$$\begin{aligned} X' &= -\frac{4\pi ah}{a+e} e^{-\frac{4\pi aC}{a+e}t}, \\ X &= \frac{V}{a} + \frac{4\pi e}{a+e} k e^{-\frac{4\pi aC}{a+e}t}, \\ \sigma &= \frac{V}{4\pi a} + \frac{e}{a+e} h e^{-\frac{4\pi aC}{a+e}t}, \end{aligned}$$

h étant la constante d'intégration.

Pour déterminer h , nous remarquerons qu'au temps $t=0$ on a

$$\begin{aligned} \sigma'_0 &= \frac{V}{4\pi a} + h, \\ \sigma_0 &= \frac{V}{4\pi a} + h \frac{e}{a+e}. \end{aligned}$$

Or, d'après (1) et (2),

$$\frac{1}{k} = \frac{\sigma_0 - \sigma'_0}{\sigma_0}.$$

Il en résulte

$$\frac{1}{k} = \frac{\left(\frac{e}{a+e} - 1\right)h}{\frac{V}{4\pi a} + \frac{e}{a+e}h},$$

puis

$$\frac{h}{a+e} \left(\frac{e}{k} + a\right) = -\frac{V}{4\pi ak},$$

et finalement

$$(7) \quad h = \frac{-V(a+e)}{4\pi a(e+ak)}.$$

Remplaçant h par sa valeur, on obtient

$$(8) \quad \begin{cases} \sigma' = \frac{V}{4\pi a} \left(1 - \frac{a+e}{e+ak} e^{-\frac{4\pi aC}{a+e}t}\right), \\ X' = \frac{V}{e+ak} e^{-\frac{4\pi aC}{a+e}t}, \\ X = \frac{V}{a} \left(1 - \frac{e}{e+ak} e^{-\frac{4\pi aC}{a+e}t}\right), \\ \sigma = \frac{V}{4\pi a} \left(1 - \frac{e}{e+ak} e^{-\frac{4\pi aC}{a+e}t}\right). \end{cases}$$

Les formules (8) font connaître les valeurs initiales et finales des champs et des densités :

$$(9) \quad \begin{array}{l} \left. \begin{array}{l} \sigma' \dots\dots \\ X' \dots\dots \\ X \dots\dots \\ \sigma \dots\dots \end{array} \right\} \begin{array}{cc} \text{Pour } t = 0. & \text{Pour } t = \infty. \\ \frac{V(k-1)}{4\pi(e+ak)} & \frac{V}{4\pi a} \\ \frac{V}{e+ak} & 0 \\ \frac{Vk}{e+ak} & \frac{V}{a} \\ \frac{Vk}{4\pi(e+ak)} & \frac{V}{4\pi a} \end{array} \end{array}$$

On en conclut que pour t infini :

1° Les charges totales accumulées sur les deux faces du diélectrique sont égales aux charges accumulées sur les armatures.

2° Le champ à l'intérieur du diélectrique est nul, c'est-à-dire que le diélectrique se comporte comme un métal.

3° Le champ à l'extérieur du diélectrique est le même que si celui-ci était un conducteur métallique.

Ces conclusions s'accordent avec ce que nous a donné l'expérience pour les diélectriques liquides. Seulement, pour se servir des formules (9), il faut tenir compte du diélectrique auxiliaire (paraffine dure) servant de support au liquide. Il suffit pour cela de remplacer dans les formules ci-dessus l'épaisseur a par l'épaisseur équivalente

$$\varepsilon + \frac{E}{k_0},$$

E étant l'épaisseur des parois de la cellule de paraffine;

k_0 la constante diélectrique de cette substance;

ε l'intervalle d'air laissé libre entre le disque de paraffine et les armatures.

Il nous reste à tirer des conséquences de l'identification des formules théoriques et empiriques.

Au temps t la densité superficielle sur l'armature métallique est passée de la valeur σ_0 à la valeur σ ; la charge du condensateur s'est donc accrue de la quantité $(\sigma - \sigma_0)S_0$. Cette charge évaluée à l'aide du compensateur est $2C_0\delta_t V$. On a donc, comme condition d'équilibre au temps t ,

$$2C_0\delta_t V = (\sigma - \sigma_0)S_0,$$

d'où

$$\sigma - \sigma_0 = \frac{2C_0\delta_t V}{S_0}.$$

Or, d'après les relations (8),

$$\sigma - \sigma_0 = \frac{V}{4\pi a} \left(1 - \frac{e}{e + ak} e^{-\frac{4\pi a C}{a+e}t} \right),$$

c'est-à-dire

$$\sigma - \sigma_0 = \frac{V}{4\pi a} \frac{e}{e + ak} \left(1 - e^{-\frac{4\pi a C}{a+e}t} \right),$$

d'où

$$(10) \quad \delta_t = \frac{S_0}{8\pi C_0} \frac{e}{a(e + ak)} \left(1 - e^{-\frac{4\pi a C}{a+e}t} \right).$$

D'autre part, nous avons représenté les variations de δ_t par la formule empirique

$$(11) \quad \delta_t = b(1 - e^{-\lambda t}).$$

Par identification avec la formule (10), on a

$$(12) \quad b = \frac{S_0}{8\pi C_0} \frac{e}{a(e + ak)},$$

$$(13) \quad \lambda = \frac{4\pi a C}{a + e}$$

avec

$$a = \frac{E}{k_0} + \varepsilon.$$

CHAPITRE II.

APPLICATIONS.

1° *Constante diélectrique.* — Les constantes diélectriques peuvent se déduire de la formule (12) et d'après les données numériques :

$$E = 18^{\text{mm}}, \quad e = 8^{\text{mm}}, 9, \quad \varepsilon = 1^{\text{mm}}, 1;$$

$$\frac{S_0}{8\pi C_0} = 223, \quad \frac{E}{K_0} + \varepsilon = 8^{\text{mm}}, 92;$$

de plus,

$$b = \begin{cases} 8,65 \text{ huile de vaseline,} \\ 7,65 \text{ benzine,} \\ 8,30 \text{ essence de térébenthine.} \end{cases}$$

Dans le Tableau suivant, nous avons mis en regard des valeurs calculées celles qui résultent de la mesure directe :

	Mesures directes.	Valeurs théoriques.
Huile de vaseline.....	1,90	1,88
Benzine	2,27	2,27
Essence de térébenthine	2,01	2,01

La concordance des résultats est la garantie de l'exactitude du calcul.

2° *Conductibilité.* — Les conductibilités se calculent d'après la formule (13), dans laquelle C est l'inverse de la résistance spécifique exprimée en unités électrostatiques. Dans le Tableau suivant, nous avons donné les valeurs de λ et celles des résistivités en ohms :

	λ .	Résistivités.
Huile de vaseline.....	0,14	$4,02 \times 10^{13}$ ohms
Benzine.....	2,04	$2,77 \times 10^{12}$ ohms
Essence de térébenthine..	1,08	$5,22 \times 10^{12}$ ohms

L'erreur dans le calcul des résistivités dépend de la

précision dans les mesures de λ , E , e et ε . De toutes ces données le terme λ est celui dont la mesure comporte le moins de rigueur. L'approximation dans le calcul de ce terme dépend du degré de concordance possible entre les δ_t observés et calculés. Dans les conditions les plus favorables, on peut atteindre le chiffre des centièmes dans le calcul de λ et par suite obtenir trois chiffres significatifs exacts dans le calcul des résistivités.

D'ailleurs, nous avons fait une deuxième mesure de la conductibilité de l'huile de vaseline sur une cellule de paraffine ayant les dimensions suivantes :

$$\begin{aligned} E &= 15,1, \\ e &= 5,6, \\ \varepsilon &= 6,5. \end{aligned}$$

Nous avons trouvé

$$b = 3^{\text{mm}}, 1, \quad \lambda = 0,21.$$

La constante diélectrique calculée d'après la formule (12) nous a donné encore $k = 1,90$, et le calcul de la résistivité, d'après la formule (13), nous a donné

$$\rho = 4,12 \times 10^{13} \text{ ohms,}$$

d'où il résulte que pratiquement le nombre 4,2 est exact à une unité près de l'ordre du premier chiffre décimal. Les mêmes conclusions s'appliquent aux deux autres résultats.

Cas de l'ébonite. — Les résultats théoriques confirment l'hypothèse de la conductibilité dans les diélectriques liquides, mais ne s'appliquent pas à l'ébonite, sur laquelle nous avons observé des anomalies. Pour faire entrer dans les développements précédents les effets relatifs à ce diélectrique, il nous faudrait avoir des données précises sur la distribution intérieure des centres conducteurs, en d'autres termes introduire dans le calcul les conditions d'hétérogénéité.

Pourtant l'expérience indique que le phénomène résiduel dans l'ébonite obéit encore à la loi exponentielle, c'est-à-dire à la même loi que celle qui régit un système élémentaire constitué par une cellule de paraffine remplie de liquide isolant (cellule à noyau liquide). *Il y a équivalence entre une cellule à noyau d'ébonite et une cellule à noyau liquide*, à la condition d'établir une dépendance entre les dimensions des deux cellules.

Cette équivalence nous permet de donner aux coefficients b et λ , dans la formule empirique relative à l'ébonite, une signification très simple. En effet, en identifiant l'expression

$$\delta_t = b(1 - e^{-\lambda t})$$

à la formule théorique

$$\delta_t = \frac{S_0}{8\pi C_0} \frac{e}{a(e + ak)} \left(1 - e^{-\frac{4\pi aC}{a+e}t} \right),$$

dans laquelle

$$a = \frac{E}{k_0} + \varepsilon.$$

on tire

$$b = \frac{S_0}{8\pi C_0} \frac{e}{a(e + ak)},$$

$$\lambda = \frac{4\pi aC}{a + e}.$$

En nous imposant comme paramètres invariables la constante diélectrique de la paraffine, celle de la nappe isolante et la conductibilité du noyau, on peut satisfaire aux équations précédentes pour des valeurs convenables de E et e , c'est-à-dire des épaisseurs des parois de paraffine et de la nappe liquide.

On peut donc dire que dans les conditions de non-contact et à l'abri de toute action parasite *une lame d'ébonite se comporte comme une cellule à noyau liquide consti-*

tuée par une enveloppe parfaitement isolante et un noyau faiblement conducteur de nature et de dimensions déterminées.

CONCLUSIONS.

De nos recherches qualitatives nous avons tiré les conclusions suivantes :

1° La paraffine dure extraite de l'ozokérite possède, à la température ordinaire, une parfaite stabilité diélectrique, c'est-à-dire qu'un condensateur à paraffine se charge et se décharge instantanément, quel que soit le potentiel de la source. A cette charge instantanée ne s'ajoute aucune charge résiduelle. De plus, les charges libres sur la paraffine sont dépourvues de toute mobilité et résistent à l'entraînement des champs les plus élevés.

2° Avec l'ébonite les effets sont plus complexes. Aux charges instantanées prises par le condensateurs s'ajoutent des charges résiduelles dont le débit diminue avec le temps et finit par s'annuler. L'effet résiduel, observé au non-contact, dépend en partie de certaines qualités de la surface. En l'absence de toute protection, celle-ci acquiert des propriétés conductrices. Des charges réelles douées d'une mobilité se déplacent sous l'action du champ et se répartissent sur le diélectrique; mais cette conductibilité parasite disparaît totalement par le paraffinage. L'effet qui subsiste peut être attribué à une conductibilité dans la masse.

3° La paraffine dure exempte de résidu à la température ordinaire acquiert par fusion les qualités d'un conducteur. Réciproquement, un liquide, tel que l'huile de vaseline, pourvu d'une faible conductibilité à la température ordinaire, perd sa conductibilité par congélation, et se rap-

proche par ses propriétés de la paraffine dure. D'autre part, avant la fusion complète de la paraffine, c'est-à-dire au moment de l'apparition des premières gouttelettes liquides, les effets observés s'expliquent par l'état d'hétérogénéité. Les charges mises en jeu dans les parties conductrices sont maintenues par des barrières isolantes; elles ne peuvent atteindre les électrodes que lorsque la fusion est complète.

Pour l'énoncé des résultats quantitatifs, nous rappellerons que, lorsqu'on introduit entre les armatures du condensateur plan à anneau de garde une lame métallique d'épaisseur e , parallèle aux plateaux, le condensateur prend une charge supplémentaire M , égale à celle que produit le rapprochement des plateaux d'une quantité e .

4° Si, au lieu d'être métallique, la lame est en paraffine dure, la charge supplémentaire du condensateur est une quantité $M' < M$; elle équivaut à celle que produirait le rapprochement des plateaux d'une quantité $e - \frac{e}{k}$, k étant la constante diélectrique de la paraffine rapportée à l'air. Nous avons mesuré k par une méthode électrostatique rigoureuse fondée sur l'équilibre permanent de deux capacités dont l'une est un condensateur à air.

5° Si le diélectrique est une lame d'ébonite protégée par une couche de paraffine, le tout constituant une cellule à noyau d'ébonite, aux charges supplémentaires M' , prises instantanément par les armatures, viennent s'ajouter des charges résiduelles m , dont le débit diminue avec le temps suivant une loi exponentielle. Les charges m tendent vers un maximum μ , mais l'on a toujours

$$M' + \mu < M.$$

6° Si le diélectrique est une nappe pulvérulente et par suite hétérogène (acide stéarique), on a encore l'inégalité

précédente; mais l'écart entre les deux membres de cette inégalité diminue, quand on opère sur des nappes pulvérulentes de plus en plus denses. Le même fait s'observe encore si l'acide stéarique est mélangé à de la paraffine dure. Enfin, sous la forme d'un bloc homogène, l'acide stéarique se comporte comme un conducteur métallique.

7° Si le diélectrique interposé est une nappe isolante liquide d'épaisseur e ne touchant pas les armatures (cellule à noyau liquide), à la charge M' s'ajoutent des charges supplémentaires m dont le débit obéit encore à la loi exponentielle; mais l'on a cette fois

$$\lim M' + m = M.$$

8° En attribuant au liquide une faible conductibilité et un pouvoir inducteur spécifique, on peut par le calcul exprimer les charges m en fonction du temps. On trouve que cette fonction est exponentielle. En l'identifiant à la fonction empirique tirée des expériences, nous avons établi deux formules pour la mesure de la constante diélectrique et de la conductibilité.

9° Pour l'ébonite, l'inégalité $M' + \mu < M$ est incompatible avec l'hypothèse d'une conductibilité en milieu homogène; mais, le phénomène obéissant encore à la loi exponentielle, on peut établir l'équivalence entre les effets d'une cellule de paraffine à noyau liquide (type élémentaire de diélectrique hétérogène) et ceux de la lame d'ébonite.

En définitive, la coexistence de la conductibilité et du pouvoir inducteur sur une lame diélectrique astreinte au non-contact suffit à l'explication des phénomènes: si le diélectrique est de la paraffine dure, la charge ne dépend que de la capacité inductive du milieu; si le diélectrique est une nappe liquide, la charge finale peut être calculée à l'aide des paramètres ordinaires des corps conduc-

teurs (constante diélectrique et conductibilité); enfin, si le diélectrique est une lame d'ébonite, on peut assimiler les effets à ceux d'une cellule de paraffine à noyau liquide et prévoir les phénomènes sans introduire de paramètres nouveaux.

Vu et approuvé :

Paris, le 24 juin 1908.

LE DOYEN DE LA FACULTÉ DES SCIENCES,

PAUL APPELL.

Vu et permis d'imprimer :

Paris, le 24 juin 1908.

LE VICE-RECTEUR DE L'ACADÉMIE DE PARIS.

L. LIARD.



SECONDE THÈSE.

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Les cristaux liquides.

Vu et approuvé :

Paris, le 24 juin 1908.

LE DOYEN DE LA FACULTÉ DES SCIENCES,

PAUL APPELL.

Vu et permis d'imprimer :

Paris, le 24 juin 1908.

LE VICE-RECTEUR DE L'ACADÉMIE DE PARIS,

L. LIARD.

PARIS. — IMPRIMERIE GAUTHIER-VILLARS.

42605 Quai des Grands-Augustins, 55.
